

**^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu HEDEF
ÇEKİRDEKLERİNİN (n,f) REAKSİYON
TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Seda AKTAŞ

DANIŞMAN

Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

FİZİK ANABİLİM DALI

Haziran, 2014

AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu HEDEF ÇEKİRDEKLERİNİN (n,f) REAKSİYON

TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Seda AKTAŞ

DANIŞMAN

Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

FİZİK ANABİLİM DALI

Haziran, 2014

TEZ ONAY SAYFASI

Seda AKTAŞ tarafından hazırlanan “ ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu Hedef Çekirdeklerinin (n,f) Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi” adlı tez çalışması lisansüstü eğitim ve öğretim yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca 27/06/2014 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

İMZA

Danışman : Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

Başkan : Doç. Dr. Hüseyin Ali YALIM

Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi

Üye : Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi

Üye : Doç. Dr. Abdullah KAPLAN

Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi

Afyon Kocatepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun

...../...../..... tarih ve

.....sayılı kararıyla onaylanmıştır.

.....

Prof. Dr. Yılmaz YALÇIN

Enstitü Müdürü

BİLİMSEL ETİK BİLDİRİM SAYFASI
Afyon Kocatepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- Atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- Ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

27/06/2014

Seda AKTAŞ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu HEDEF ÇEKİRDEKLERİNİN (n,f) REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Seda AKTAŞ

Afyon Kocatepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL

Nükleer fisyon hem silah endüstrisini hem de nükleer santrallerini ilgilendiren önemli bir konudur. Fiyon kaynağı olan fisile malzeme üretimi ve kullanıldıktan sonra saklanması etkileyen faktörlerin bilinmesi gerekmektedir. Bu çalışma, bu malzemelerin güvenli saklanma ve kullanılma aralıklarını belirlenebilmesi için fisyon tesir kesitlerinin hesaplanmasını amaçlamaktadır. Bu noktadan hareketle fisile malzemeyi elde etme teknikleri üzerinde durulmuş ve bunun için tarihsel süreç ayrıntılı olarak incelenmiştir. Tesir kesitleri TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 bilgisayar kod programları kullanılarak hesaplanmıştır.

Çalışmada ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu çekirdeklerinin 0-14 MeV enerji aralığında nötron kaynaklı fisyon tesir kesitleri hesaplanarak, deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. Hesaplanan tesir kesitlerinin literatürle büyük ölçüde uygunluk gösterdiği görülmüştür.

2014, ix + 67 sayfa

Anahtar Kelimeler: Fisyon tesir kesiti, TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 kod programı.

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

STUDY of (n,f) REACTION CROSS SECTIONS for ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu TARGET NUCLEI

Seda AKTAŞ

Afyon Kocatepe University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Rıdvan ÜNAL

Nuclear fission is a major issue for both nuclear plants and nuclear weapons. The knowledge of factors that are important to understand the production of fissile material and nuclear waste management are important. This study aims on the calculating the fission cross sections that will help to find safe handling knowledge of fission material. From this point of view both technical and historical progress were discussed in obtaining fissile material. The cross sections were calculated by using TALYS 1.4 and 1.6 computer code.

In this study, ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu neutron-induced fission of nuclei cross sections were calculated in the energy range of 0-14 MeV and compared with experimental data. The calculated cross section is substantially responsive to the literature.

2014, ix + 67 pages

Keywords: Fission cross section, TALYS 1.4 and TALYS 1.6 code programme.

TEŞEKKÜR

Danışmanlığımı yürüten değerli hocam Doç. Dr. Rıdvan ÜNAL'a, tez savunma jürisinde bulunan hocalarım Doç. Dr. Hüseyin Ali YALIM ve Doç. Dr. Abdullah KAPLAN'a katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Bana her zaman destek olan anneme ve babama teşekkür ederim.

Seda AKTAŞ

AFYONKARAHİSAR, 2014

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	10
1.1 Fisyon.....	12
1.2 Nükleer Reaksiyonlar	15
1.3 Tesir Kesiti.....	17
1.4 Fisyon Zincir Reaksiyonları.....	19
1.5 Fisile Malzeme.....	23
1.6 Nükleer Güç Santralleri	26
1.7 Radyoaktif Atıklar	30
1.8 Fisyon Bariyeri Modelleri.....	32
1.8.1 Deneysel Fisyon Bariyeri Modeli	32
1.8.2 Mamdouh Tablo Modeli	35
1.8.3 Sierk Model	37
1.8.4 Dönen Sıvı Damlası Modeli	40
1.8.5 WKB Yaklaşımı Modeli	41
2. LİTERATÜR İNCELEMESİ	43
3. MATERYAL METOT	49
3.1 TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 Bilgisayar Kod Programları	49

3.1.1 TALYS Girdi Dosyası	50
3.1.2 TALYS Çıktı Dosyası.....	51
4. TEORİK HESAPLAMALAR	53
4.1 ^{232}Th (n,f) Reaksiyonu	53
4.2 ^{235}U (n,f) Reaksiyonu.....	54
4.3 ^{238}U (n,f) Reaksiyonu.....	55
4.4 ^{239}Pu (n,f) Reaksiyonu	56
4.5 ^{232}Th (n, γ) Reaksiyonu.....	57
4.6 ^{235}U (n, γ) Reaksiyonu	58
4.7 ^{238}U (n, γ) Reaksiyonu	59
4.8 ^{239}Pu (n, γ) Reaksiyonu.....	60
4.9 Nötron Çoğaltma Faktörü Hesaplamaları	61
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	65
6. KAYNAKLAR.....	67
ÖZGEÇMİŞ.....	75

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
A	kütle numarası
B	bariyer
E	enerji
ν	ortalama nötron sayısı
δ	çiftlenim enerjisi terimi
σ	tesir kesiti
dt	birim yüzey
k	nötron çoğaltma faktörü
N	levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısı
Z	atom numarası
Kisaltmalar	Açıklama
EFB	Deneysel fisyon bariyeri modeli
MFB	Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli
SFB	Sierk fisyon bariyeri modeli
RLD	Dönen sıvı damlası fisyon bariyeri modeli
WKB	WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 1.1 Filyon reaksiyonunun farklı aşamaları süresince potansiyel enerji.....	13
Şekil 1.2 Elastik Saçılma.....	15
Şekil 1.3 İnelastik Saçılma	16
Şekil 1.4 Nükleer reaksiyon ve parçacık spektrumu içinde reaksiyonların mekanizma kuralı.	17
Şekil 1.5 Nötronların tek bir aşamada uğradıkları olayların gösterimi.	20
Şekil 1.6 ^{235}U ve ^{238}U için toplam tesir kesitleri ve filyon tesir kesitleri	24
Şekil 1.7 Termal reaktör elemanlarının çizimi.	26
Şekil 1.8 Reaktör çekirdeğinin elemanlarının gösterimi.	27
Şekil 1.9 $Z=20$ 'den 90 'a kadar filyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması	39
Şekil 1.10 $Z=86$ 'dan 110 'a kadar filyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması	39
Şekil 1.11 Ağır çekirdeğin deformasyonu.....	40
Şekil 1.12 Klasik olarak parçacığın bulunacağı bölge.	42
Şekil 2.1 $0,1-1,0$ MeV enerji aralığındaki ^{235}U (n,f) tesir kesitinin deneysel verilerle karşılaştırılması	43
Şekil 2.2 ^{235}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH programları kullanılarak hesaplanan nötron filyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	44
Şekil 2.3 $0,1 - 1,0$ MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesiti.	45
Şekil 2.4 $1,0 - 1,9$ MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesiti.	46
Şekil 2.5 $1,9 - 6,2$ MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesiti.	46
Şekil 2.6 $100-700$ keV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesitlerinin BFIT ve ENDF/B-V değerleri ile deneysel verilerinin karşılaştırılması.....	47
Şekil 2.7 $0,6-6,6$ MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesitlerinin BFIT ve ENDF/B-V değerleri ile deneysel verilerinin karşılaştırılması.....	48
Şekil 2.8 $6-20$ MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesitlerinin BFIT ve ENDF/B-V değerleri ile deneysel verilerinin karşılaştırılması	48

Şekil 4.1 ^{232}Th (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	53
Şekil 4.2 ^{235}U (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	54
Şekil 4.3 ^{238}U (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	55
Şekil 4.4 ^{239}Pu (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması	56
Şekil 4.5 ^{232}Th (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması	57
Şekil 4.6 ^{235}U (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması	58
Şekil 4.7 ^{238}U (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması	59
Şekil 4.8 ^{239}Pu (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.	60
Şekil 4.9 Nötron çoğaltma faktörü (k)	64

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 1.1 Nötron enerjilerine karşılık gelen enerji aralıkları	20
Çizelge 1.2 Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri.	33
Çizelge 1.3 Birincil bariyer yükseklikleri	35
Çizelge 4.1 Nötron Çoğaltma Faktörü (k) Hesaplamaları.....	53

1.GİRİŞ

Nükleer fizik, bir asırlık geçmişiyle çok genç sayılabilecek anabilim dalıdır. Becquerel'in radyoaktifliği keşfi ve Rutherford'un çekirdeğin varlığını ileri sürmesine dayanır. Çekirdeği oluşturan temel parçacıkların anlaşılmasıyla birlikte bu alanda yapılan çalışmalar yoğunlaşmıştır. 1932'de Chadwick'in nötronu keşfiyle çeşitli çekirdeklerin nötron bombardımanı ile bu çekirdekler üzerinde ne türlü etkiler oluşturduğu yeni araştırmalara yol açmıştır. Nötronun keşfinden sonra, Fermi ve arkadaşları İtalya'da Ra-Ba nötron kaynağından çıkan nötronlarla çeşitli elementleri bombardımana uğrattılar. Uranyum da bu elementlerden biridir. Uranyumun nötronlarla bombardımanı ile oluşan ürünler 10 saniye, 13 saniye ve 40 dakika gibi o zamana kadar bilinmeyen aktivitelere sahipti. Fermi bu aktifliklerin uranyumun nötron yakalaması ile meydana gelen, tabiatta doğal olarak bulunan ve en ağır element olan uranyumun ötesindeki elementler olarak adlandırılan transuranyum elementlerden kaynaklanabileceğini belirtti. Cruie ve Savitch 1938'de Fransa'da nötronlarla bombardımana uğratılmış uranyumda lantanla birlikte çökelen 3,5 saat yarı ömre sahip bir ürün elde ettiler. Hahn ve Strassmann bu 3,5 saat yarı ömürlü aktifliğin bir baryum izotopundan meydana geldiğini kanıtladılar. Meitner ve Frisch teorik olarak uranyum çekirdeğinin bir nötron yakalayarak yaklaşık iki eşit büyüklükte parçaya bölünebileceğini gösterdiler. 1939 yılında Bohr ve Wheeler çekirdek bölünmesi teorisiyle yavaş nötronlarla bölünmeye uğrayan uranyum izotopunun ^{235}U olduğu sonucuna vardılar. Bohr ve Wheeler fisyon olayının teorisini çekirdeğin sıvı damlası modelini temel alarak oluşturdular. Bu teori küresel sıvı damlası biçimindeki çekirdekte yüzey gerilim kuvvetleri ile Coulomb itmesinin dengede olduğunu göstermektedir. Nükleer Fisyon Mekanizması adlı çalışmada atom çekirdeklerinin sıvı damlası modeli temelinde, nükleer fisyon mekanizmasının hesabı bulunmaktadır (Bohr and Wheeler 1939).

Serbest bir nötronla çarpışma sonucu ağır bir çekirdeğin iki orta ağırlıkta çekirdeğe ve başka parçacıklara bölünerek daha kararlı hale gelmesine nükleer fisyon denir. Nötron ile oluşan her bölünme sonucunda fisyon ürünlerine ek

olarak birkaç nötron açığa çıkar. Bu nötronların yeni bölünmelere neden olması sonucu fisyon olayı kendiliğinden zincirleme olarak devam eder.

Nükleer reaksiyon çalışmalarından elde edilen deneysel sonuçlar çekirdek fiziğinin anlaşılmasında büyük önem taşır. Nükleer reaksiyonların detaylı olarak enerji bağımlılığı bilinmediğinden çok sayıda enerji için tesir kesitleri incelenmektedir. Tesir kesiti, reaksiyonun meydana gelmesinin bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Hepsi deneysel olarak ölçülmemiş çekirdekler için doğru fisyon tesir kesitlerine ihtiyaç vardır. Bu, doğru fisyon tesir kesitleri modern hesaplama ve modelleme yöntemleri ile sağlanabilir. Nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitleri fisyon enerji reaktörlerinin tasarımında önemlidir. Bu tür reaksiyonların oluşturulması sırasında materyallerin yapısal dayanıklılığını etkileyecek değişimler oluşabileceği için bu problemlerin öneminin anlaşılması ve sorunların giderilmesi için tesir kesitlerinin deneysel ölçümlerinin ve oluşabilecek durumların önceden bilinmesi için teorik hesaplamaların yapılması gerekir.

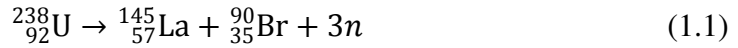
Son zamanlarda ileri nükleer reaktör ve yakıtların tekrar gündeme gelmesiyle, nükleer teknolojiler için fisyon tesir kesitlerinin doğru modellenmesine olan ilgi artmıştır. Bu yeni teknoloji hızlı nötron spektrumu ve yenilikçi yakıt karışımlarını içermektedir. Yeni nesil reaktörler aynı miktarda uranyum cevheri kullanarak geleneksel reaktörlere göre daha çok elektrik üretecektir. Üstelik en yüksek koruma ve güvenlik olmasına rağmen nükleer atıklar önemli ölçüde azalacaktır (Talou 2010).

1.1 Fisyon

Fisyon, doğal bir bozunma işleminde olduğu gibi kendiliğinden veya nötron ve foton gibi düşük enerjili bir parçacığın soğurulması sonucunda Coulomb potansiyel enerji engelini aşmaya yetecek kadar yüksek enerjili durumlar ya da bileşik çekirdek durumları oluşturarak meydana gelebilir (Krane 2002).

Dışarıdan herhangi bir etki olmadan çekirdeğin yaklaşık iki orta kütleli çekirdeğe bölünmesine kendiliğinden fisyon denir. Bölünme sonrası oluşan çekirdeklerin kütle dağılımları simetrik değildir. Dağılım bir merkez etrafında simetrik olmalı yani her ağır ürüne karşılık bir hafif ürün oluşmalıdır. En olası durum kütle numaraları arasındaki farkın 45 olmasıdır, maksimum olasılık kütle numaralarının 95 ve 140 olma durumudur. Düşük enerjili fisyon reaksiyonlarının bir özelliği olan bu kütle dağılımının sebebi bilinmemektedir. Bağlanma enerjisi eğrisine göre kütle numarasının 100 den büyük olması ($A > 100$) durumunda fisyon mümkündür.

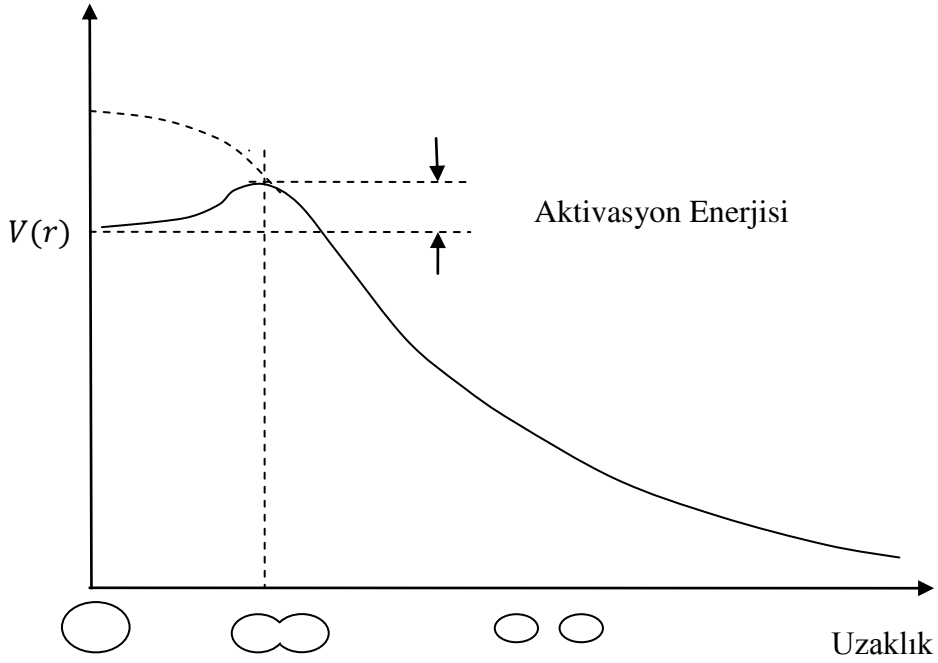
Örneğin;



reaksiyonu incelendiğinde, 254 MeV'lik enerji açığa çıktığı ve bunun da fisyon ürünleri tarafından kinetik enerji olarak taşındığı söylenebilir. Bu enerji, bölünme sırasında iki ürün çekirdek arasındaki Coulomb itmesinin sonucudur. Ağır çekirdekler nötron zengini olduğundan serbest nötronlar dahil nötron zengini bozunma ürünleri oluştururlar. Bu fisyon ürünleri β kararlılık çizgisinin biraz üzerindedir ve çoklu β ve γ radyasyonları yayınlamaya kararlı izobarlara doğru bozunarak fisyonunda serbest kalan enerjiye katkıda bulunurlar. Bazıları çok hızlı bozunurken bazıları, özellikle serilerin kararlı üyeleri yakınında olanlar, çok uzun yarı ömre sahiptir.

Fisyon olayını en iyi açıklayan modellerden biri Bohr ve Wheeler (1939)'ın önerdiği sıvı damlası modelidir. Bu modelde, çekirdek bir nötron yakalayınca ortaya çıkan uyarılma enerjisi ile çekirdekte titreşimler meydana gelir ve küresel şekil elipsoid biçimini alır. Yüzey gerilim kuvveti ve uyarılma enerjisi

birbirlerinin tersine çalışan etki oluşturmurlar. Uyarılma enerjisi yeterli büyüklükte değilse, elipsoid eski küresel şekline döner. Eğer uyarılma enerjisi yeterli büyüklükteyse, damla Coulomb itmesinin etkisiyle iki parçaya bölünür.



Şekil 1.1 Fisyon reaksiyonunun farklı aşamaları süresince potansiyel enerji

Şekil 1.1’de görüldüğü gibi kendiliğinden fisyon bir potansiyel bariyer problemidir. Katı çizgi ata çekirdeğin potansiyel şekline karşılık gelir. Fisyon engelinin taban durum üzerindeki yüksekliğine aktivasyon enerjisi adı verilir ve Şekil 1.1’de gösterilen kendiliğinden fisyon olasılığını belirler. Fisyon engelini aşabilmek için bu enerjiye eşit bir enerjinin çekirdeğe verilmesi gerekir. Fisyon oluşabilmesi için çekirdek prensipte potansiyel enerji engelinden tünelleyebilir fakat parçaların çok büyük olması tünelleme olasılığını düşürür. Ağır çekirdekler için aktivasyon enerjisi 6 MeV’dir. Ancak çok ağır çekirdekler için bu etki görünmez, Şekil 1.1’deki kesikli çizgi buna karşılık gelir ve buradaki en küçük bir değişiklik deformasyonda fisyonu indükler.

Fisyon için diğer bir olasılık ise engeli geçmek için gereken enerjiyi nötron akışıyla sağlamaktır. Nötron Coulomb kuvvetinden etkilenmeyeceği için

çekirdeğe yeterince yaklaşarak güçlü nükleer çekim kuvveti tarafından yakalanır. Ana çekirdek nötron yakalaması sonucu uyarılmış duruma geçer ve bundan dolayı da bölünebilir. Bu olay indüklemeye yoluyla fisyonu örnek verilebilir. Çekirdek tarafından tek sayıdaki nötronun yakalanması hem bağlanma enerjisini hem de çiftlenim enerjisini açığa çıkarır. Bu küçük fakat önemli katkı termal (çok düşük enerjili) nötronların ^{235}U 'de fisyonu indüklemesi gibi çok kritik farklılıklara sebep olur. Tersine ^{238}U 'de ise, yüksek enerjili hızlı nötronlar fisyonu indükleyebilir. Bunun sebebi ^{235}U 'in çift-tek çekirdek ve ^{238}U 'in ise çift-çift çekirdek olmasıdır. Buradaki çift-tek ve çift-çift çekirdekler, çekirdeklerin sahip oldukları proton ve nötron sayılarının çiftlik teklik durumlarına göre belirlenmiştir. Çift-çift olanlar en kararlı çekirdeklerdir ve bu yüzden beklenenden daha yüksek bağlanma enerjisine sahiptirler. Bundan dolayı ^{235}U 'in temel durumu ^{238}U 'in parçalarıyla karşılaştırıldığı zaman ^{235}U 'in fisyon için ihtiyaç duyacağı enerji ^{238}U 'den daha azdır. Prensipte ^{235}U 'de fisyon sıfır enerjili nötronlar tarafından da indüklenabilir. Bunun niceliksel açıklaması ise şöyledir, ^{235}U tarafından yakalanan nötron ^{235}U 'i çift-tek çekirdekten daha sıkı bağlı olan çift-çift (bileşik) ^{236}U çekirdeğine dönüştürür. Bu sırada da ^{235}U için 6,5 MeV olan son nötronun bağlanma enerjisini serbest bırakır. Fisyonu indüklemek için gerekli olan enerji yani aktivasyon enerjisi ise ^{236}U için 5 MeV'dir, nötron yakalamada çekirdeği fisyonu uğratmak için yeterli enerjiyi yayar. ^{235}U 'de sıfır enerjili nötronlar da fisyonu indükleyebildiğinden, gönderilen nötronun kinetik enerjisi önemsizdir. Tersine ^{238}U 'in nötron yakalaması ise çift-çift olan çekirdeği çift-tek çekirdeğe çevirerek daha sıkı bağlı durumdan daha az sıkı bağlı hale getirir. ^{239}U için yayılan enerji ki bu da son nötronun bağlanma enerjisidir ve 4,8 MeV'e karşılık gelir. Bu enerji fisyon için gerekli olan 6,5 MeV'den daha küçüktür, bu yüzden ^{238}U 'i fisyonu uğratabilmesi için bu aradaki enerji farkı kadar enerjiye ihtiyaç vardır.

1.2 Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer bir reaksiyon



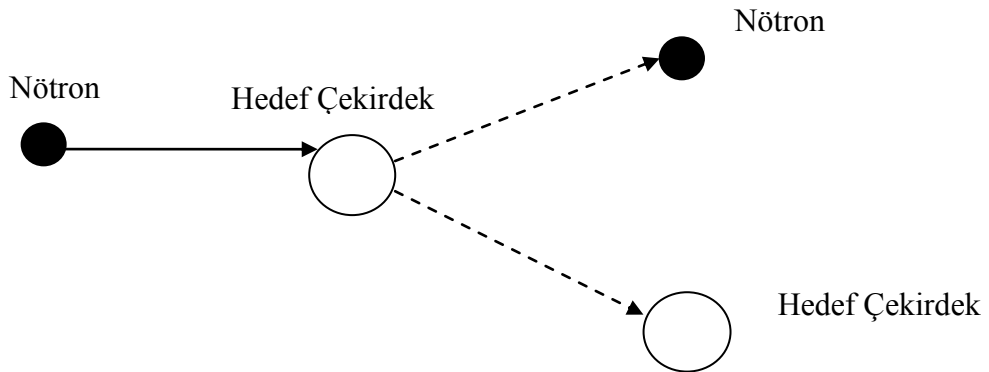
ya da



şeklinde yazılır. Burada, a mermi parçacık, X hedef ve Y ile b reaksiyon ürünleridir. Genellikle Y hedefte duran ve doğrudan gözlenemeyen ağır bir ürün, b ise ölçülebilen hafif bir parçacıktır. a ve b nükleon veya hafif çekirdekler olabilir, b eğer bir γ ışını ise bu tür reaksiyonlara ışımalı yakalama adı verilir.

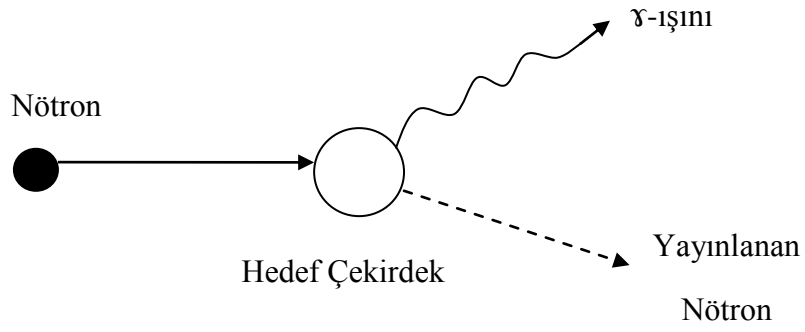
Eğer gelen ve giden parçacıklar aynı ve buna uygun olarak X ve Y aynı çekirdekler ise buna saçılma reaksiyonu denir. Hareketsiz tutulan hedef çekirdek üzerine belirli enerjiye sahip parçacık gönderilerek saçılan parçacıkların yönleri ve enerjileri incelenebilir.

Y ve b taban durumda ise, bu tür saçılmaya elastik saçılma denir. Elastik saçılmalarda gönderilen parçacık ile yayılan parçacıklar aynı enerjiye sahiptir, enerji kaybı olmaz. Reaksiyon giriş ve çıkış kanallarındaki bileşenler birbirlerine eşittir. Nükleon elastik saçılma çalışmaları sonucunda nükleer yarıçap belirlenebilir.

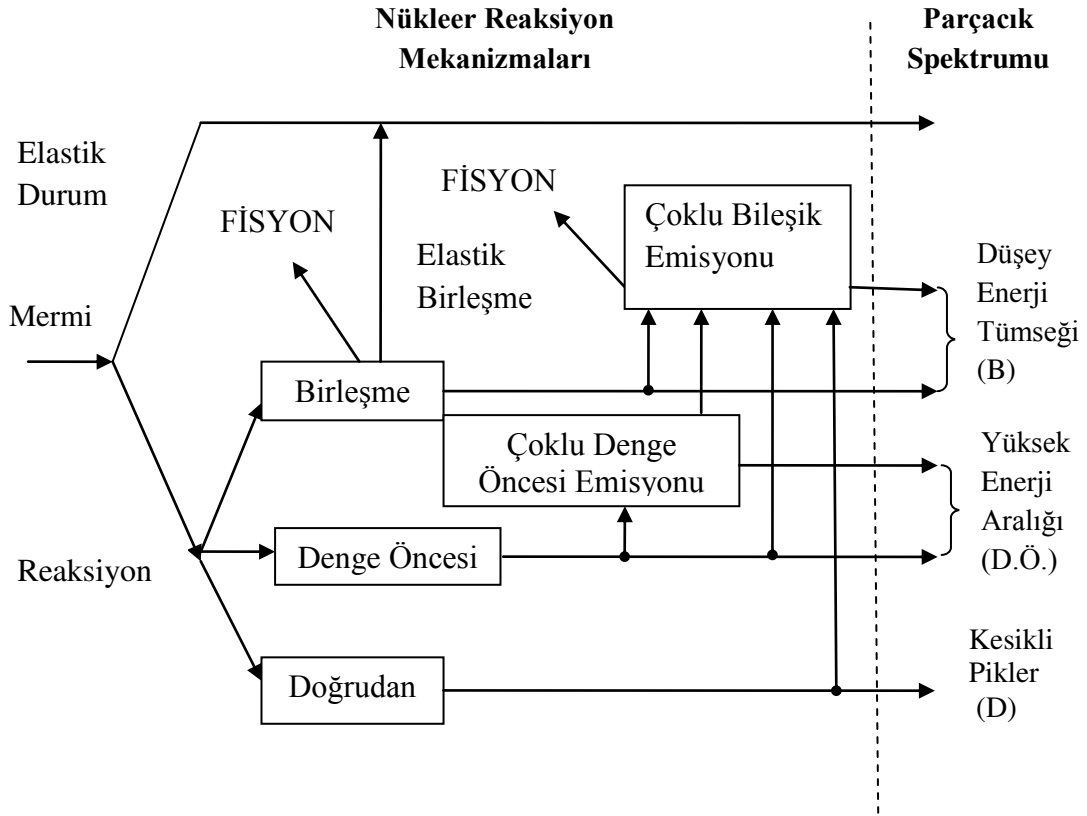


Şekil 1.2 Elastik Saçılma

γ veya b genel olarak γ yayınlaması şeklinde çabucak bozunabilen uyarılmış bir durumda ise buna inelastik saçılma denir. İnelastik saçılmalarda gönderilen enerji yüklü parçacığın enerjisinde artma veya azalma meydana gelebilir. Herhangi uyarılmış bir durum için, saçılan parçacıkların açısal dağılımları ölçülerek uyarılmış durumlarını spin ve parite bilgilerine ulaşılabilir.



Şekil 1.3 İnelastik Saçılma



Şekil 1.4 Nükleer reaksiyon ve parçacık spektrumu içinde reaksiyonların mekanizma kuralı. D:Doğrudan, B: Birleşme, D.Ö.: Denge Öncesi (Koning *et al.* 2013).

1.3 Tesir Kesiti

Uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılan tesir kesiti reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür (Krane 2002). Yani mermi parçacık ile hedef çekirdeğin etkileşmesi sonucu çekirdek reaksiyonu oluşturma olasılığına o reaksiyonun tesir kesiti denir.

Yapay radyoizotop üretiminde, soğurulma, saçılma ya da herhangi bir nükleer reaksiyonda mermi demetindeki parçacıklar, hedef çekirdeklere çarptıkları zaman neler olabileceğini yorumlarken tesir kesitlerinden yararlanılır. Tesir kesiti (σ), gelen parçacık akısındaki azalmayı ifade eder.

I şiddetinde bir parçacık demetiyle dt kalınlığındaki ince hedef bombardıman edilirse, hedefin birim hacimdeki çekirdek sayısı n olduğunda, birim hacimdeki

çekirdek sayısı $nAdt$ olur. Reaksiyonda her bir çekirdek σ etki alanına sahip olacağından bir nükleer reaksiyon için mümkün olan toplam etkin alan

$$A n \sigma dt = \text{toplam etkin alan} \quad (1.4)$$

olur. Gelen demetteki şiddetin azalması

$$-\frac{dI}{I} = \frac{\text{ToplamEtkinAlan}}{\text{ToplamAlan}} = \frac{\sigma A n dt}{A} = n \sigma dt \quad (1.5)$$

şeklinde dir. Eşitliğin solundaki (-) işareti şiddetin azaldığını ifade eder.

$t = 0$ anında $I = I_0$ kabul edilerek yukarıdaki bağıntının integrali alınır

$$I = I_0 e^{-n \sigma dt} \quad (1.6)$$

elde edilir.

Hedefe gelen demette bulunan parçacık sayısı N , demetin şiddeti ile orantılı olduğu için eşitlik

$$N = N_0 e^{-n \sigma dt} \quad (1.7)$$

olarak da ifade edilebilir. Burada; N_0 hedefe gelen parçacık sayısını, N ise t kalınlığındaki hedefi geçerek hedeften ayrılan parçacık sayısını temsil etmektedir. Tesir kesiti alan boyutunda bir büyüklüktür, birimi barn (b) dır ve $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$ dir.

1.4 Filyon Zincir Reaksiyonları

Filyon reaksiyonlarında, nötron ile oluşan her bölünmede iki ağır filyon ürününe ek olarak nötronlar açığa çıkar. Doğal uranyum tek bir filyon için ortalama $n = 2,5$ nötron üretir. Oluşan nötronların her biri yeni bir filyon indükleme potansiyeline sahiptir. Açığa çıkan nötronların filyona ve daha çok nötron ortaya çıkmasına neden olması olayının bu şekilde kendi kendini devam ettirmesine zincir reaksiyonu denir. Her filyon olayında yaklaşık 200 MeV enerji açığa çıkar. Bu enerji, ağır ürünlerin kinetik enerjisi ve nötron şeklindedir.

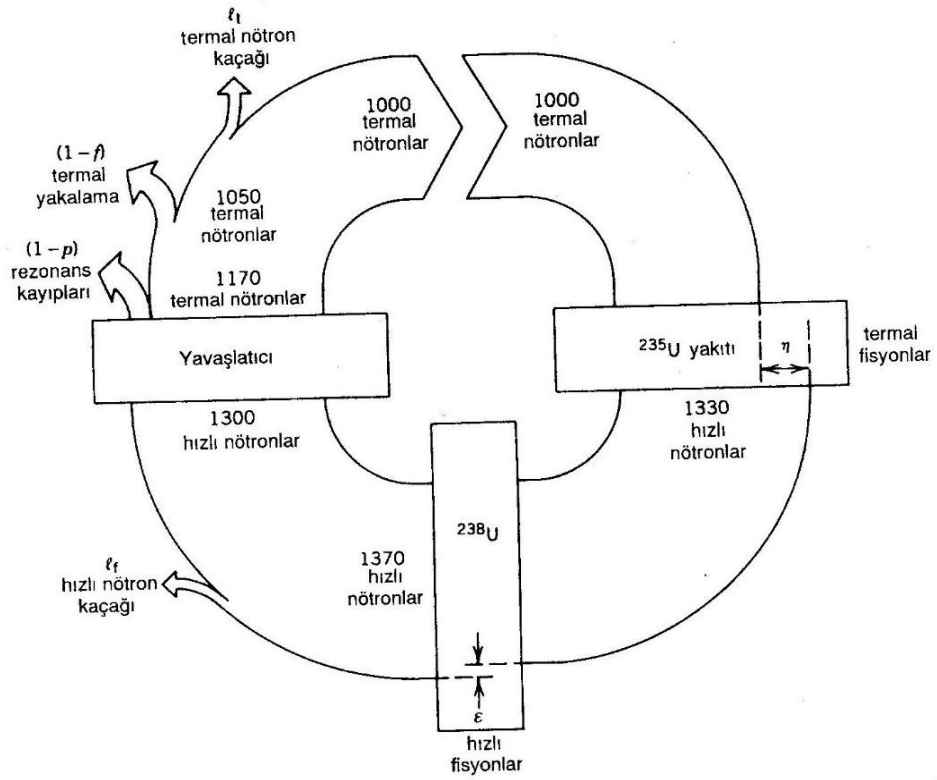
Filyon sonucu meydana gelen nötronların tümünün yeni bir filyon reaksiyonu oluşturması mümkün değildir. Bir kısmı sistemden kaçarlar, bir kısmı ısınlayıcı yakalamaya sebep olurlar. Açığa çıkan nötronlardan en az birinin yeni bir filyon olayına sebebiyet vermesi zincir reaksiyonunun meydana gelmesini sağlar. Bu asgari şart nötron çoğaltma faktörü ile ifade edilir.

Nötron çoğaltma faktörü k

$$k = \frac{\text{Filyonun } (n+1) \text{ aşamasındaki üretilen nötron sayısı}}{n \text{ aşamasında filyon reaksiyonunda üretilen nötron sayısı}} \quad (1.8)$$

şeklinde tanımlanır.

Çoğaltma faktörü, bir aşamadan diğerine termal nötronların sayısındaki net artışı verir. $k = 1$ için nötron üretim oranı ile tüketim oranı birbirine eşittir yani nötron sayısı sabittir, işlem kritiktir ve zincir reaksiyonu sürdürülebilir. Bu durumda enerji çıkışı kararlı tutulabilir. Nükleer filyon tabanında güç santralinin işletilebilmesi için bu durum idealdir. Eğer $k < 1$ ise bu işlem kritik altıdır. Üretilen nötron sayısı bir önceki aşamadaki nötron sayısından daha azdır, sistem zincir reaksiyonunu sürdürmez ve zincir reaksiyonu durur. $k > 1$ ise işlem kritik üstüdür, ortamdaki nötron sayısı büyük hızlı artar, enerji çok hızlı büyür hatta kontrol edilemeyen patlamaya sebep olur (Reed 2011).



Şekil 1.5 Nötronların tek bir aşamada uğradıkları olayların gösterimi. Çevrim k katsayısının tam 1,000 değeri için yapılmıştır (Krane 2002).

Çizelge 1.1 Nötron enerjilerine karşılık gelen enerji aralıkları

Nötron Enerjisi	Enerji Aralığı
0 - 0.025 eV	Soğuk Nötronlar
0.025 eV	Termal Nötronlar
0.025 - 0.4 eV	Üst Isıl Nötronlar
0.4 - 0.6 eV	Kadmiyum Nötronlar
0.6 eV - 1 eV	Üst Kadmiyum Nötronları
1 - 10 eV	Yavaş Nötronlar
10 - 300 eV	Rezonans Nötronlar
300 eV - 1 MeV	Orta Seviyeli Nötronlar
1 - 20 MeV	Hızlı Nötronlar
> 20 MeV	Bağlı Nötronlar

^{235}U fisyonu uğradığı zaman hızlı nötronlar meydana gelir, bu nötronların ortalama enerjileri ^{238}U 'i fisyonu uğratmak için yeterlidir. ^{238}U 'in fisyonu sonucu bir miktar daha yeni nötron meydana gelir. Bu durum nötron sayısını az miktarda artırır, bu nedenle yeni bir ϵ , hızlı fisyon faktörü tanımlanır. Böylece hızlı nötron sayısı $\nu\epsilon$ olur. Sistem içindeki çarpışmalar sonucu nötronlar yavaş yavaş enerjilerini kaybederler. Enerjileri ^{238}U 'in rezonans yakalama değerine erişince tutulurlar. ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$). Fakat nötronların bir kısmı tutulmaktan sıyrılır. Bu nedenle $\nu\epsilon$ çarpımı p ile çarpılır ki bu p faktörü rezonans kaçma olasılığıdır. Bu üç faktörde uranyum tarafından soğurulan termal nötronların kesrini veren, termal faydalanma katsayısı f ile çarpılır. Uranyum içinde soğurulan tüm yavaş nötronlar fisyonu neden olmazlar. Fisyon tesir kesiti σ_f , diğer soğurulmalara ait tesir kesiti σ_a ile gösterildiğinde bir nötronun fisyonu neden olabilmesinin bağıl olasılığı σ_f/σ_a dır.

Böylece nötron çoğaltma faktörü

$$k_{\infty} = \nu\epsilon pf \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \quad (1.9)$$

olur.

$$n = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \quad (1.10)$$

ifadesi denklem 1.9'da yerine yazılırsa

$$k_{\infty} = n\epsilon pf \quad (1.11)$$

dört faktör formülü elde edilir. Şekil 1.5'de nötronların bir reaktör çevrimi süresince uğradıkları işlemler görülmektedir.

Fisyonu indükleyen n ölçülen tesir kesitlerinden de bulunabilir. Bu da yaklaşık 6 MeV'dir. Fakat nötronların tümü fisyonu indüklemeyen bir kısmı yüzeyden kaçarken bir kısmı ısıtıcı yakalamaya uğrar. Eğer yeni oluşmuş nötron indüklü fisyon olasılığı q ise, her bir nötron t_p zamanında $(nq - 1)$ tane fisyon için ilave nötron üretir. t anında $N(t)$ tane nötron varsa $t + \delta t$ de

$$N(t + \delta t) = N(t)[1 + (nq - 1)(\delta t/t_p)] \quad (1.12)$$

nötron olacaktır ve

$$\frac{N(t+\delta t) - N(t)}{\delta t} = \frac{N(t)(nq - 1)}{t_p} \quad (1.13)$$

zamandaki değişim δt sıfıra giderken

$$\frac{dN}{dt} = \frac{(nq - 1)}{t_p} N(t) \quad (1.14)$$

denklemin integrali alınır

$$N(t) = N(0)e^{[(nq - 1)t/t_p]} \quad (1.15)$$

$nq - 1 = k - 1$ olduğuna göre

$$N(t) = N(0)e^{[(k - 1)t/t_p]} \quad (1.16)$$

elde edilir.

Eğer $k = 1$, N sabit ise bu bir reaktörün istenilen çalışma modudur. $k < 1$ ise nötronların sayısı üstel olarak azalır. $k > 1$ ise nötron sayısı zamanla karakteristik zaman sabiti $t_p/(k - 1)$ olmak üzere üstel olarak azalır.

Bu çalışmada; fissile edilebilir malzeme olarak Uranyumu incelenecek, zincir reaksiyonun oluşabilmesi için uzunluk ve zaman ölçeğini kullanacaktır.

1.5 Fisile Malzeme

$A \approx 240$ olan çekirdekler için Coulomb bariyeri kendiliğinden fisyonu engeller, buda yaklaşık 5-6 MeV aralığındadır. Nötron sıfır kinetik enerjiyle çekirdeğe girerek bileşik çekirdek oluşturduğunda, nötronun bu durumdaki bağlanma enerjisinden dolayı uyarılma enerjisi temel durum enerjisinden daha yukarıdadır. Örneğin ^{235}U içine giren sıfır enerjili nötron ^{236}U ile birleşerek, ^{236}U 'nın bir durumunu oluşturur ve buradaki uyarılma enerjisi 6,5 MeV'dir. Bu enerji fisyon bariyerinin üstünde olduğundan bileşik çekirdek hızlı bir şekilde fisyonla uğrar. Buradaki bozunum ürünleri ^{236}U 'nın kendiliğinden bozunum ürünleri ile benzer şekildedir.

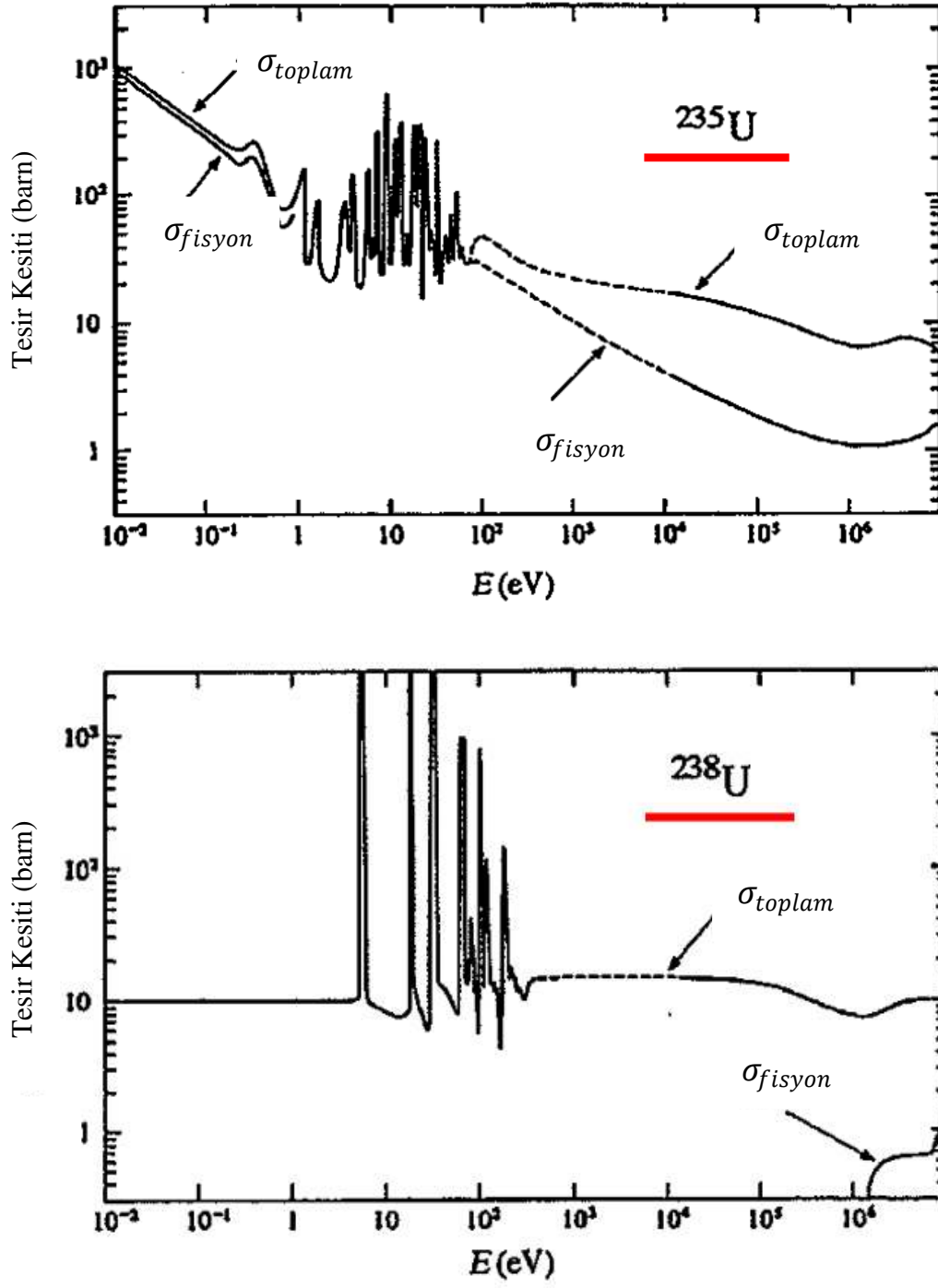
Kütle numarası (A) çift veya tek olmasına göre çekirdeklerde son nötronun bağlanma enerjisindeki farklılıklar, yarı deneysel kütle formülünde çiftlenim terimi olarak adlandırılır. Bu terimin değerine bakıldığı zaman tek A çekirdeğinin neden fissile olduğu açıklamasına ulaşılır. A 'sı tek olan çekirdekler bölünmeye yatkın fissile çekirdekler yani bölünmesi sıfır kinetik enerjili bir nötronla başlatılan çekirdeklerdir.

$$^{233}_{92}\text{U}, ^{235}_{92}\text{U}, ^{239}_{94}\text{Pu}, ^{241}_{94}\text{Pu} \quad (1.17)$$

Yani fisyon sıfır enerjili nötronlar tarafından da indüklenebilir. Fakat çift çekirdeklerde fisyonu indüklemek için yüksek enerjili nötronlar gereklidir.

$$^{232}_{90}\text{Th}, ^{238}_{92}\text{U}, ^{240}_{94}\text{Pu}, ^{242}_{94}\text{Pu} \quad (1.18)$$

Doğal Uranyumun % 99,3'ü ^{238}U 'dir ve sadece % 0,7'si ^{235}U 'dir. ^{235}U ve ^{238}U üzerine nötron gönderilirse, toplam fisyon tesir kesitleri σ_{toplam} ve σ_{fisyon} Şekil 1.6'daki gibidir.



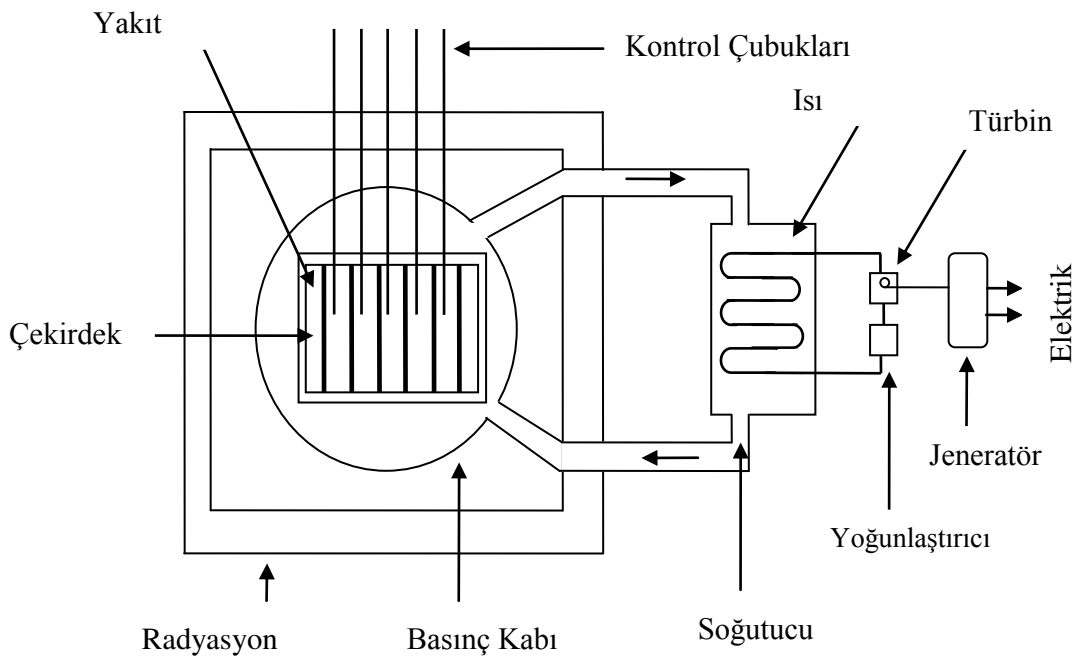
Şekil 1.6 ^{235}U ve ^{238}U için toplam tesir kesitleri ve fisyon tesir kesitleri

0.1 eV altındaki enerjilerde, ^{235}U için fisyon parçaları ^{238}U 'den daha büyüktür ($\approx$ % 84). Diğer % 16 ise, ^{236}U 'daki uyarılmış durumların oluşturulmasında kullanılan ışımsal yakalamadır. Işımsal yakalama toplam genişliğin önemli bir kısmını oluşturmaktadır. 0,1 eV ve 1 keV aralığında tesir kesiti her iki izotop içinde (^{235}U ve ^{238}U) nötron yakalamayla rezonans içinde pikler göstermektedir. Bu durumların genişliği $\sim 0,1$ eV'dir ve yarı ömürleri de 10^{-14} s dir. ^{235}U durumunda bileşik çekirdek fisyonu uğrarken, ^{238}U durumunda nötron yakalama ağırlıklı olarak uyarılmış durumların ışımsal bozunmasına gider. ^{235}U için $\sigma_{\text{fisyon}} / \sigma_{\text{topl}} \text{ oranı}$ düşük enerjide daha fazla olmasına rağmen 1 keV üzerindeki oranlarda da önemini korur. Her iki izotopta da toplam tesir kesitinin (σ_{topl}) kaynağı elastik saçılmalar ve çekirdeğin inelastik uyarılmalarıdır. Fisyon parçacıkları, ana fisyon reaksiyonunun enerjisinin % 90'ını taşır, ana fisyon reaksiyonuna eşlik eden eş anlı nötronlar ise bu enerjinin sadece % 2'sini taşır. ^{235}U için, fisyon başına ortalama eş anlı nötron sayısı $2.5(n \approx 2,5)$ dur. Ana fisyon reaksiyonunda üretilen nötronlara ek olarak, bozunma ürünleri de β bozunma zincirleriyle bozunurlar ve sonuçta elde edilen çekirdeklerin bazıları daha çok nötron salar. Bu gecikmiş bileşen ^{235}U tarafından salınan enerjinin % 13'üdür (Martin 2006). Ortalama gecikme 13 saniye olmasına rağmen bazı bileşenlerin yarı ömrü daha uzundur ve yıllarca bozunmadan kalabilirler. Bunun sonucunda reaktör enerji üretimi durdurulduktan sonra da uzun süre ısı üretebilir ve bu gecikmiş bileşenler reaktörden çıkarıldıktan sonra da parçacık yayabilirler. Bu da radyoaktif kalıntıların biyolojik zarar vermesine neden olur.

1.6 Nükleer Güç Santralleri

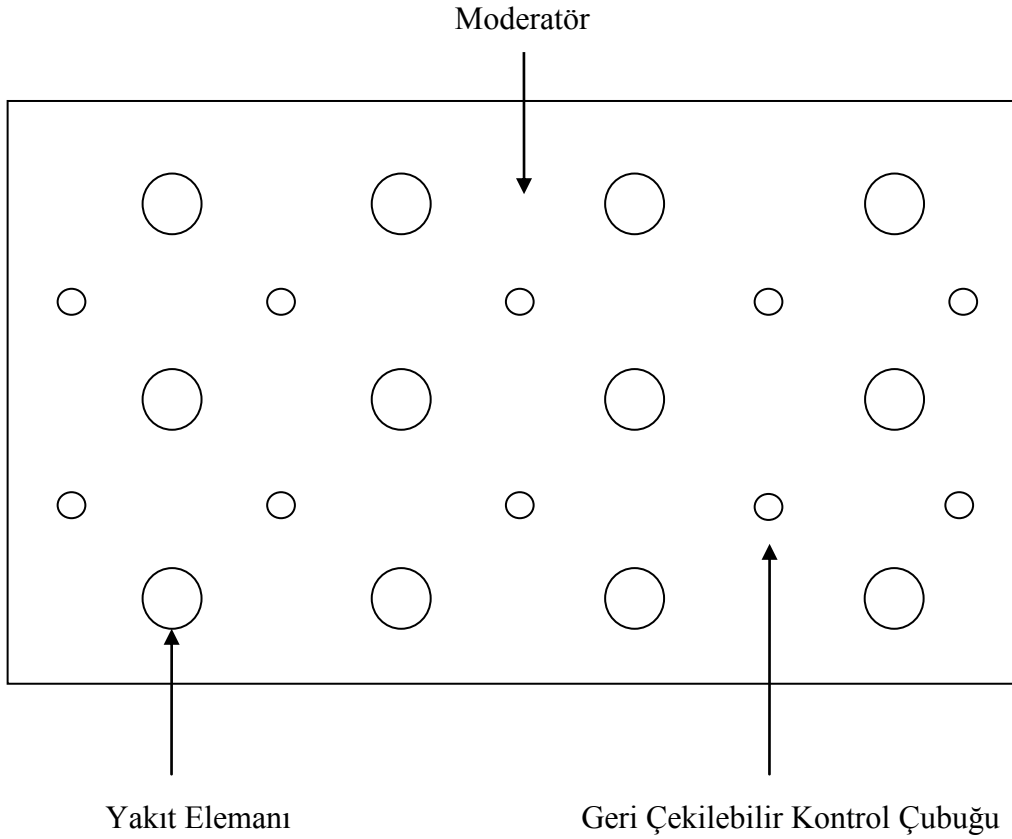
Nükleer güç denildiğinde akla gelen nükleer reaktörlerdir. Değişik tiplerde nükleer reaktörler olsa da bizim ilgi alanımız termal reaktörlerdir. Termal reaktörler temelde uranyumu yakıt olarak, düşük enerjili nötronları da zincir reaksiyonu oluşturmada kullanırlar.

Termal bir reaktörün ana hatlarının çizimi Şekil 1.7'deki gibidir.



Şekil 1.7 Termal reaktör elemanlarının çizimi-verilen şekil ölçekli değildir (Beiser 1997).

En önemli kısmı çekirdeğidir Şekil 1.8’de gösterilmiştir.



Şekil 1.8 Reaktör çekirdeğinin elemanlarının gösterimi (Martin 2006).

Şekil 1.8, fissile malzeme (yakıt elemanı) kontrol çubukları ve moderatör içerir. En yaygın kullanılan yakıt uranyumdur ve termal reaktörler, ^{235}U oranı % 0,7 olsa da doğal uranyumu kullanır. Bundan dolayı nötronun ^{238}U çekirdeği ile etkileşme olasılığı çok daha yüksektir. 2 MeV lik bir nötronun ^{238}U çekirdeğinin ana fisyonunu indüklemeye olasılığı düşüktür. Buradaki yüksek olasılık inelastik saçılmadır (Şekil 1.3). Bunun sonucunda da çekirdek uyarılmış hale gelir. Böyle birkaç çarpışma sonucunda ^{238}U de, fisyonu indüklemek için nötronun enerjisi eşik enerjisi olan 1,2 MeV’in altında kalır. Nötron enerjisini bu kadar kaybettikten sonra fisyonu indükleyebilmek için ^{235}U çekirdeğini bulmalıdır, ancak böyle bir şey yapabilmesi için enerjisinin çok düşük yani 0,1 eV civarında olması gerekir ki burada tesir kesiti yüksektir. Fisyon indüklenmesinden önce en kuvvetli olasılık foton yayımı yapan ^{238}U rezonanslarından birine yakalanmasıdır. Dolayısıyla

zincir reaksiyonunun sürdürülmesi için nükleer yakıtın ^{235}U türünden zenginleştirilmesi gerekir (Martin 2006).

Moderatörün devreye girdiği nokta yakıt elemanını çevreler ve hacmi yakıt elemanının hacminden çok daha büyüktür. Temel amacı fisyon işleminde üretilen nötronların hızını düşürmektir. Hızlı nötronlar yakıt çubuğundan kaçtıktan sonra moderatöre girerler ve burada enerjilerini azaltan elastik saçılmalar yaparlar. Moderatör dediğimizde bu malzemenin soğurma tesir kesitinin ihmal edilebilir ve ideal olarak da pahalı olmayan bir malzeme olması gerekir. Ağır su ki bu hidrojen atomlarının döteryumla değiştiği bir su çeşididir yada grafit formunda karbon, doğal uranyum kullanılan birçok termal reaktörde moderatördür. Zenginleştirilmiş reaktörlerde sıradan su kullanılabilir. Zincir reaksiyonun kararlılığında kontrol çubukları devreye girer. Kontrol çubukları genelde kadminyumdan yapılırlar ve bunun çok yüksek nötron soğurma tesir kesiti vardır. Mekanik olarak kontrol çubuklarının kontrolüyle nötron tarafından indüklenen fisyon kontrol edilebilir. Bu mekanizma sabit bir k değeri ve sabit güç çıkışı için anahtardır. Reaktörlerin sağlıklı bir şekilde kullanılması sadece nötronlarla olmaz.

$$N(t) = N(0)e^{[(nq-1)t/t_p]} \quad (1.19)$$

Denkleminde $nq - 1 = k - 1$ alındığında,

$$N(t) = N(0)e^{[(k-1)t/t_p]} \quad (1.20)$$

elde edilir. Burada t_p nötron soğurması için ortalama serbest yolu ifade eder.

Gecikmiş nötronlar dikkate alındığı zaman her fisyon $[(n + \delta n)q - 1]$ ek nötron yayar. Fisyon başına gecikmiş nötron sayısı δn ile tanımlanmıştır. Kararlı durumlarda sabit enerji çıkışıyla nötron yoğunluğu sabit kalmalıdır. Buradaki q kritik şartı sağlamalıdır.

$$(n + \delta n)q - 1 = 0 \quad (1.21)$$

Burada, yeni bir geciktirilmiş nötron ortalama zaman terimi t_d vardır.

$n(k - 1) \ll \delta n$ şartı sağlanarak denklem 1.20 düzenlenirse yaklaşık olarak,

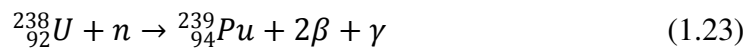
$$N(t) \approx N(0)e^{\left\{\frac{n(k-1)t}{[\delta n - n(k-1)]t_d}\right\}} \quad (1.22)$$

dır. Kontrol çubuklarının kullanımı için zaman ölçeği gecikmiş nötronlara göre ayarlanır. Reaktör dizayn edilirken en temel nokta her zaman $nq - 1 < 0$ şartını sağlamaktır. Dolayısıyla reaktör sadece geciktirilmiş nötronlar olduğu zaman kritik seviyede olabilir.

Şekil 1.7’de fisyonun dolaylı ana kabuk soğutucuyla, çoğunlukla suyla çevrelenmiştir. Bu, fisyon tarafından kabukta depolanan ısı enerjisini almak içindir. Kalın beton perde radyasyonunun dışarı yayılmasının engelleyecek şekilde kurulmuştur. Başlangıçta k değeri 1’in biraz üzerinde alınır, istenilen güce ve uygulama sıcaklığına ulaştıktan sonra k değeri kontrol çubukları reaktöre salınarak 1’in altına düşürülür. Güvenlik sebebiyle $dq/dT < 0$ olması önemlidir. Bunun sebebi ise sıcaklıktaki artışın reaksiyon oranını düşürmesidir. Isıtılan sıvı enerjisini ısı değiş tokuşunda verir bu da suyun kaynayarak buhar tribünlerini harekete geçirmesini ve sonucunda elektrik üretilmesini sağlar.

Fisyonda açığa çıkan enerji yarı deneysel kütle formülü kullanılarak hesaplanır. Bunun temeli de, iki fisyon ürününün bağlanma enerjisi ile bu bozunan çekirdeğin bağlanma enerjisinin karşılaştırılarak bulunmasına dayanır.

Fisyonda nötronların bir kısmı ^{238}U tarafından tutulur.



Reaksiyonuna göre ^{239}Pu meydana gelir ve ^{239}Pu fisile bir maddedir. Zamanla, reaktör içindeki ^{235}U azaldıkça hemen hemen aynı miktarda ^{239}Pu oluşur. Eğer verim % 100 ise fisile madde sabit demektir. Fakat verimi % 100 den fazla olan reaktörler de tasarlanabilir. Bu tip reaktörlerde fisile edilebilir malzeme oranı artar ve hızlı nötronlar fisyon indüklemesi için kullanılabilir. Bu tür reaktörlere tohumlama reaktörü (breeder) denir (Yeniçay 1971).

1.7 Radyoaktif Atıklar

Reaktörlerin kendi güvenliklerinin yanı sıra oluşturdıkları radyoaktif atıkların ne yapılacağı önemli bir sorundur. Yüzlerce yıl bu atıkların güvenli şekilde depolanması gerekir ki bu da günümüzde insanların en çok enerji harcadıkları konulardan biridir. Atıklar radyoaktif ışımaya devam ettiği için, nerelerde depolanacağı sadece doğa için değil insan sağlığı için de büyük önem taşır. Nükleer reaktörlerde kullanılan eski yakıt çubukları içerdikleri uranyum ve plütonyumu ayırmak için işlem gördükleri halde hala yüksek derecede radyoaktiftirler. Aktivitelerin bir kısmı birkaç ay, bir kısmı birkaç yüzyıl içerisinde kaybolmasına rağmen, radyonüklitlerden bazılarının yarı ömürleri milyonlarca yıldır.

Düşük aktivitesi olan atıklar toprağın derinliklerine gömülebilir fakat yüksek aktiviteli atıklar için bu mümkün değildir. Düşük aktiviteli atıkların gömülmesi için doğru yerin özellikleri şu şekilde sıralanabilir; deprem olasılığı az, jeolojik olarak kararlı, yakın çevresinde kalabalık merkezler bulunmayan, ısı ve ışıyım etkisiyle parçalanmayan fakat delinmesi kolay olan bir kaya türü olmalı ve yakınında kirlenebilecek yeraltı suyu bulunmamalıdır. Ancak böyle bir yerin bulunması oldukça zordur.

Diğer önemli fikirlerden biri, radyoaktif atıkları nötron rezonans yakalama yöntemiyle daha kısa ömürlü veya kararlı çekirdeklere çevirmektir. Radyoaktif atıklar çok büyüktür, bu kadar radyoaktif atığa tesir edecek malzemeyi bulmak zordur. Bütün bunların yapılması enerji üretiminin maliyetini arttırır ve onları geleneksel fosil yakıtlardan daha pahalı hale getirir.

Nükleer atık depolamanın yollarından biri de, atığı camlaştırmadır. Bu yöntem İngiltere'deki Sellafield nükleer tesisinde uygulanmaktadır. Atık, şekerle karıştırılıp toz haline getirilerek, cam parçaları ile ısıtılır ve ortaya çıkan yeni madde katılaştığında nükleer atık da bu maddeye hapsedilmiş olur. Bu oluşan madde silindir şeklindeki çelik konteynerlere konulmakta ve bu silindirler genellikle yeraltı depolarında tutulmaktadır. Atıkların camlaştırılmasının nedeni camın suda çözünmesinin hemen hemen olanaksız olmasıdır. Böylece yer altı

depolaması sırasında olabilecek bir suyla temas sonucunda atığın suya karışma ihtimali çok azaltılmış olmaktadır. Kaldı ki, camlaştırılmış atık değişik katmanlardan oluşan özel bir kabın içinde bulunmaktadır.

Üzerinde durulan konulardan biri de atığın uzaya gönderilmesidir. Uzay zaten güneş ve diğer yıldızlar gibi devasa radyoaktif kaynaklarla doludur ve biz atık taşıyan mekiği dünyadan çıkardıktan sonra herhangi bir yere gönderebiliriz. Bunun için mekiğin kaza yapma ihtimali çok düşük olması gerekir. Ancak bu yöntemin günümüzde uygulanması ekonomik ve teknolojik olarak zordur. Bütün bunlara rağmen pratikte radyoaktif atıklarla ilgili problem henüz tam olarak çözülmüş değildir.

1.8 Fisyon Bariyeri Modelleri

TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 bilgisayar kodunda fisyon bariyeri, fisyon tesir kesitlerini hesaplamak için

- Deneysel fisyon bariyeri modeli (EFB)
- Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli (MFB)
- Sierk fisyon bariyeri modeli (SFB)
- Döner sıvı damlası fisyon bariyeri modeli (RLD)
- Wentzel-Kramers-Brillouin yaklaşımı fisyon bariyeri modeli (WKB)

modellerini içermektedir.

1.8.1 Deneysel Fisyon Bariyeri Modeli

V. Maslov tarafından derlenen deneysel veriler, hem iç ve dış bariyerler arasındaki uyuma hem de aktinit fisyon bariyer yükseklikleri arasındaki uyuma dayanmaktadır. Bu derleme sadece ana band geçiş durumları için geçerlidir (RIPL 2009).

Çizelge 1.2’de yer alan, S eksenel simetrik denge noktasını, GA eksenel asimetric denge noktasını, MA kütle asimetric denge noktasını belirtmektedir. Δ_f ise, denge noktalarındaki eşleştirme parametrelerini ifade etmektedir.

Çizelge 1.2 Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla, B_A , B_B , Sembol-A ve Sembol-B, fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir (Obložinský *et al.* 1988).

Çekirdek	B_A (MeV)	Sembol-A	B_B (MeV)	Sembol-B	Δ_f (MeV)
^{230}Th	6.10	S	6.80	MA	0.832
^{231}Th	6.00	S	6.70	MA	0.830
^{232}Th	5.80	S	6.70	MA	0.828
^{233}Th	5.10	S	6.65	MA	0.806
^{230}Pa	5.60	S	5.80	MA	0.802
^{231}Pa	5.50	S	5.50	MA	0.800
^{232}Pa	5.00	S	6.40	MA	0.828
^{233}Pa	5.70	S	5.80	MA	0.808
^{234}Pa	6.30	S	6.15	MA	0.806
^{231}U	4.40	S	5.50	MA	0.869
^{232}U	4.90	S	5.40	MA	0.848
^{233}U	4.35	S	5.55	MA	0.946
^{234}U	4.80	S	5.50	MA	0.889
^{235}U	5.25	S	6.00	MA	0.803
^{236}U	5.00	S	5.67	MA	0.833
^{237}U	6.40	GA	6.15	MA	0.809
^{238}U	6.30	GA	5.50	MA	0.818
^{239}U	6.45	GA	6.00	MA	0.816
^{236}Np	5.90	GA	5.40	MA	0.821
^{237}Np	6.00	GA	5.40	MA	0.819
^{238}Np	6.50	GA	5.75	MA	0.820
^{237}Pu	5.10	S	5.15	MA	0.799
^{238}Pu	5.60	S	5.10	MA	0.818

Çizelge 1.2 (Devam) Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla, B_A , B_B , Sembol-A ve Sembol-B, fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir (Obložinský *et al.* 1988).

Çekirdek	B_A (MeV)	Sembol-A	B_B (MeV)	Sembol-B	Δ_f (MeV)
^{239}Pu	6.20	GA	5.70	MA	0.816
^{240}Pu	6.05	GA	5.15	MA	0.875
^{241}Pu	6.15	GA	5.50	MA	0.855
^{242}Pu	5.85	GA	5.05	MA	0.846
^{243}Pu	6.05	GA	5.45	MA	0.910
^{244}Pu	5.70	GA	4.85	MA	0.848
^{245}Pu	5.85	GA	5.25	MA	0.855
^{239}Am	6.00	GA	5.40	MA	0.776
^{240}Am	6.10	GA	6.00	MA	0.775
^{241}Am	6.00	GA	5.35	MA	0.773
^{242}Am	6.32	GA	5.78	MA	0.884
^{243}Am	6.40	GA	5.05	MA	0.770
^{244}Am	6.25	GA	5.90	MA	0.808
^{241}Cm	7.15	GA	5.50	MA	0.793
^{242}Cm	6.65	GA	5.00	MA	0.811
^{243}Cm	6.33	GA	5.40	MA	0.810
^{244}Cm	6.18	GA	5.10	MA	0.868
^{245}Cm	6.35	GA	5.45	MA	0.867
^{246}Cm	6.00	GA	4.80	MA	0.865
^{247}Cm	6.12	GA	5.10	MA	0.883
^{248}Cm	5.80	GA	4.80	MA	0.842
^{249}Cm	5.63	GA	4.95	MA	0.900

Uranyum izotopları için iç ve dış bariyer izotopik bağımlılıkları uyumludur. Pu ve Am için Am'nin nötron eksikliği olan izotopları hariç uyumludur. En büyük farklılık Cm'nin dış bariyerlerinde görülmektedir (Obložinský *et al.* 1988)

1.8.2 Mamdouh Tablo Modeli

Mamdouh tablo modeli, türetilen çok sayıda izotop için çift tepeli fisyon bariyer yüksekliklerinin ayarlanması için kullanılır. Genişletilmiş Thomas-Fermi ile Strunsky integrali metodu (ETFSI) kullanılarak 2000 egzotik çekirdeğin, yaklaşık olarak $N = 184$, $Z \leq 120$ olan bazı süper ağır çekirdeklerin fisyon bariyer değerlerinin hesaplanmış hali Çizelge1.3' de verilmiştir (Mamdouh *et al.* 2001).

Çizelge1.3'de bazı çekirdekler için birincil bariyerler verilmiştir. Birincil iç enerji bariyeri "i", birincil dış enerji bariyeri "0" ile ifade edilmiştir (Mamdouh *et al.* 2001)

Çizelge 1.3 Birincil bariyer yükseklikleri (ⁱ iç, ⁰ dış)

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
90	136	8.2 ⁰	90	147	8.2 ⁰	90	158	8.8 ⁰	90	169	11.7 ⁰
	137	6.4 ⁰		148	8.0 ⁰		159	8.5 ⁰		170	11.5 ⁰
	138	6.4 ⁰		149	8.6 ⁰		160	9.7 ⁰		171	12.1 ⁰
	139	6.9 ⁰		150	9.6 ⁰		161	8.2 ⁰		172	13.7 ⁰
	140	6.8 ⁰		151	9.3 ⁰		162	8.3 ⁰		173	14.0 ⁰
	141	7.2 ⁰		152	9.2 ⁰		163	10.1 ⁰		174	15.0 ⁰
	142	7.1 ⁰		153	9.0 ⁰		164	10.3 ⁰		175	15.3 ⁰
	143	6.8 ⁰		154	8.9 ⁰		165	8.7 ⁰		176	16.1 ⁰
	144	7.5 ⁰		155	8.9 ⁰		166	10.5 ⁰		177	16.8 ⁰
	145	7.6 ⁰		156	8.3 ⁰		167	9.4 ⁰		178	16.1 ⁰
	146	7.9 ⁰		157	8.3 ⁰		168	10.0 ⁰		179	18.1 ⁰

Çizelge 1.3 (Devam) Birincil bariyer yükseklikleri (ⁱ iç, ⁰ dış)

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
90	180	17.4 ⁰	91	156	6.9 ⁰	91	180	14.8 ⁰	92	155	5.8 ⁱ
	181	18.3 ⁰		157	6.4 ⁰		181	15.5 ⁰		156	5.4 ⁰
	182	20.5 ⁰		158	6.5 ⁰		182	16.9 ⁰		157	5.6 ⁰
	183	22.0 ⁰		159	6.5 ⁰		183	19.1 ⁰		158	5.4 ⁰
	184	23.5 ⁰		160	6.2 ⁰		184	20.5 ⁰		159	5.7 ⁰
91	137	4.6 ⁰		161	7.5 ⁰		185	19.8 ⁰		160	5.4 ⁰
	138	5.3 ⁰		162	7.5 ⁰		186	18.7 ⁰		161	5.5 ⁰
	139	6.0 ⁰		163	7.4 ⁰	92	138	3.9 ⁰		162	6.2 ⁰
	140	5.8 ⁰		164	6.3 ⁰		139	4.3 ⁰		163	5.9 ⁰
	141	5.9 ⁰		165	8.5 ⁰		140	4.2 ⁰		164	6.1 ⁰
	142	6.0 ⁰		166	8.2 ⁰		141	4.7 ⁱ		165	6.8 ⁰
	143	5.4 ⁱ		167	8.4 ⁰		142	4.8 ⁱ		166	6.3 ⁰
	144	5.7 ⁰		168	8.8 ⁰		143	5.4 ⁱ		167	6.3 ⁰
	145	5.7 ⁰		169	9.2 ⁰		144	5.2 ⁱ		168	6.7 ⁰
	146	6.7 ⁰		170	7.9 ⁰		145	5.7 ⁱ		169	7.2 ⁰
	147	5.8 ⁱ		171	8.8 ⁰		146	5.7 ⁱ		170	5.3 ⁰
	148	7.9 ⁰		172	10.3 ⁰		147	6.1 ⁱ		171	6.0 ⁰
	149	6.1 ⁰		173	11.0 ⁰		148	6.3 ⁰		172	7.6 ⁰
	150	7.9 ⁰		174	12.1 ⁰		149	6.3 ⁱ		173	9.5 ⁰
	151	7.7 ⁰		175	12.3 ⁰		150	6.0 ⁰		174	9.9 ⁰
	152	7.6 ⁰		176	13.0 ⁰		151	6.4 ⁱ		175	10.6 ⁰
	153	7.5 ⁰		177	14.0 ⁰		152	5.9 ⁱ		176	10.5 ⁰
	154	7.2 ⁰		178	13.3 ⁰		153	5.9 ⁱ		177	11.2 ⁰
	155	7.0 ⁰		179	15.5 ⁰		154	5.6 ⁱ		178	11.8 ⁰

Çizelge 1.3 (Devam) Birincil bariyer yükseklikleri (ⁱ iç, ⁰ dış)

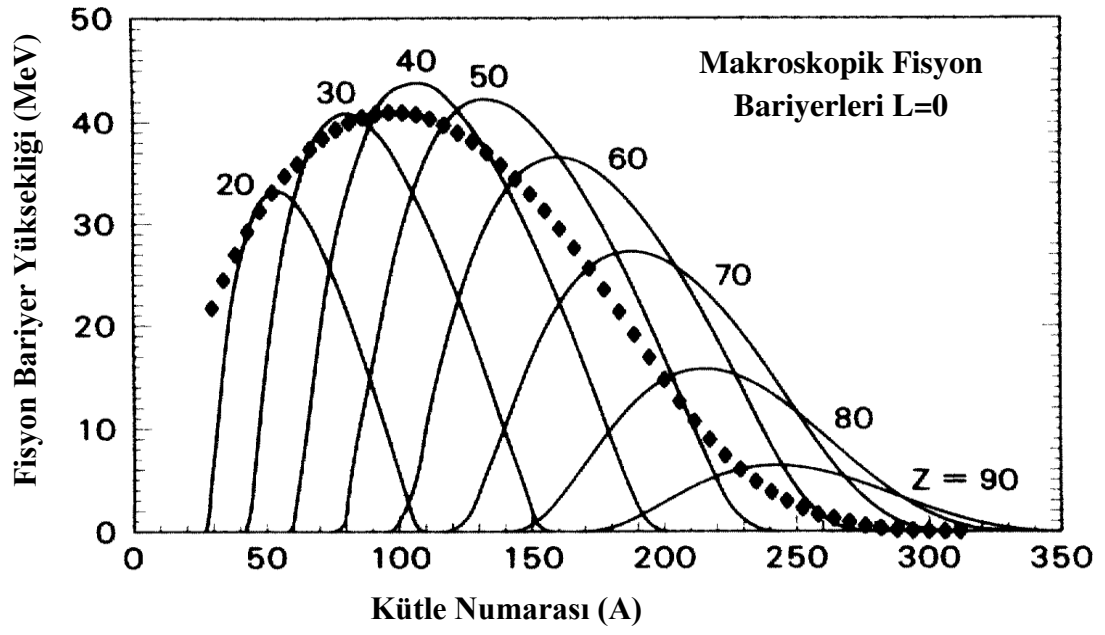
Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
92	179	12.5 ⁰	93	153	6.2 ⁱ	93	177	8.9 ⁰	94	142	4.8 ⁱ
	180	13.0 ⁰		154	5.8 ⁱ		178	9.0 ⁰		143	5.5 ⁱ
	181	13.8 ⁰		155	5.4 ⁱ		179	10.3 ⁰		144	5.4 ⁱ
	182	14.9 ⁰		156	5.2 ⁱ		180	10.9 ⁰		145	5.8 ⁱ
	183	15.8 ⁰		157	5.3 ⁱ		181	12.0 ⁰		146	5.8 ⁱ
	184	17.7 ⁰		158	4.8 ⁱ		182	12.4 ⁰		147	6.4 ⁱ
	185	17.7 ⁰		159	5.2 ⁱ		183	12.7 ⁰		148	6.2 ⁱ
	186	16.6 ⁰		160	4.5 ⁱ		184	13.8 ⁰		149	6.7 ⁱ
	187	16.2 ⁰		161	4.8 ⁱ		185	14.8 ⁰		150	6.4 ⁱ
	188	15.2 ⁰		162	4.3 ⁱ		186	14.0 ⁰		151	6.7 ⁱ
	139	4.4 ⁱ		163	4.4 ⁱ		187	12.7 ⁰		152	6.2 ⁱ
	140	4.3 ⁱ		164	4.4 ⁰		188	12.8 ⁰		153	6.3 ⁱ
	141	5.0 ⁱ		165	4.4 ⁰		189	10.9 ⁰		154	5.9 ⁱ
	142	4.9 ⁱ		166	4.6 ⁰		190	11.8 ⁰		155	6.2 ⁱ
	143	5.7 ⁱ		167	4.6 ⁰		191	9.8 ⁰		156	5.5 ⁱ
93	144	5.4 ⁱ		168	3.8 ⁱ		192	8.9 ⁰		157	5.6 ⁱ
	145	6.0 ⁱ		169	3.9 ⁱ		193	8.9 ⁱ		158	5.2 ⁱ
	146	5.9 ⁱ		170	3.9 ⁱ		194	9.1 ⁰		159	5.5 ⁱ
	147	6.3 ⁱ		171	4.2 ⁱ		195	9.4 ⁰		160	5.0 ⁱ
	148	6.1 ⁱ		172	4.2 ⁱ		196	9.4 ⁰		161	4.8 ⁱ
	149	6.4 ⁱ		173	6.0 ⁱ		197	9.9 ⁰		162	4.5 ⁱ
	150	6.1 ⁱ		174	7.2 ⁰		198	11.0 ⁰		163	4.6 ⁱ
	151	6.5 ⁱ		175	7.7 ⁰	94	140	4.2 ⁱ		164	4.2 ⁱ
	152	6.1 ⁱ		176	7.9 ⁰		141	4.7 ⁱ		165	4.3 ⁱ

Çizelge 1.3 (Devam) Birincil bariyer yükseklikleri (ⁱ iç, ⁰ dış)

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
94	166	3.8 ⁱ	94	177	7.9 ⁰	94	188	8.9 ⁰	94	199	9.3 ⁰
	167	3.6 ⁱ		178	7.9 ⁰		189	8.7 ⁰		200	9.8 ⁰
	168	3.8 ⁱ		179	9.0 ⁰		190	8.0 ⁰		201	12.1 ⁰
	169	4.2 ⁱ		180	9.6 ⁰		191	8.5 ⁱ		202	10.5 ⁰
	170	3.8 ⁱ		181	10.1 ⁰		192	7.7 ⁱ		203	10.9 ⁰
	171	3.7 ⁱ		182	10.2 ⁰		193	7.7 ⁱ		204	11.1 ⁰
	172	4.1 ⁱ		183	11.2 ⁰		194	7.1 ⁰		205	11.6 ⁰
	173	6.0 ⁱ		184	11.4 ⁰		195	8.0 ⁱ		206	11.5 ⁰
	174	5.9 ⁱ		185	11.1 ⁰		196	8.0 ⁰			
	175	6.8 ⁰		186	9.6 ⁰		197	8.6 ⁰			
	176	6.9 ⁰		187	9.4 ⁰		198	9.1 ⁰			

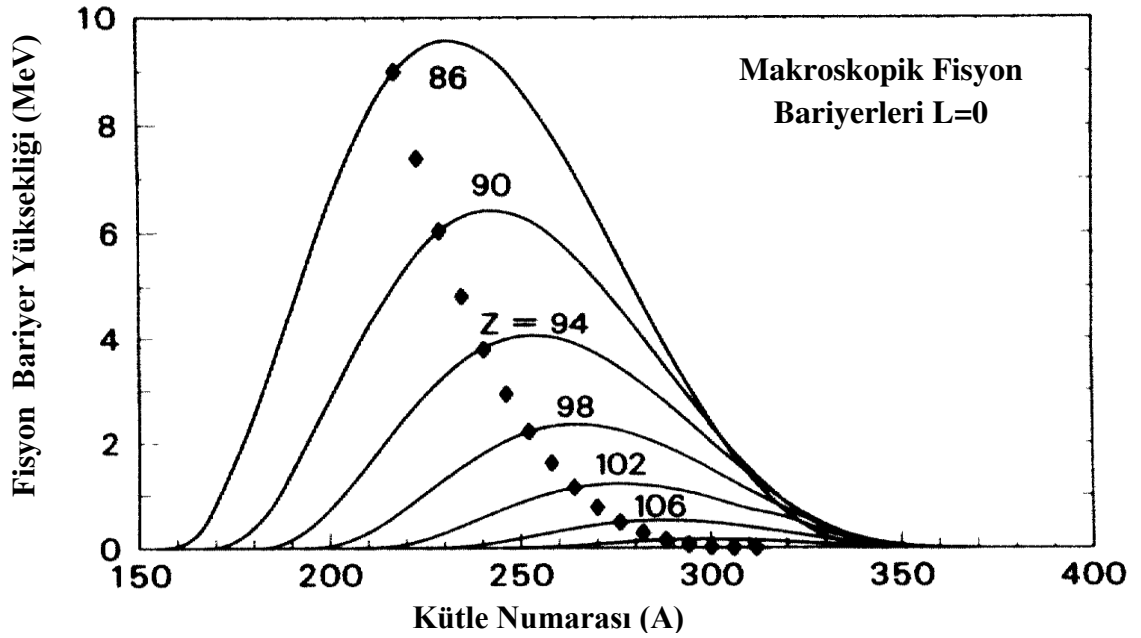
1.8.3 Sierk Model

Sierk model, tek tepeli fisyon bariyer yüksekliklerinin nükleer yüzey enerjisi ve Coulomb enerjisinde sonlu yüzey dağılımına etkileri sonlu menzilli etkileri ile genişletilmiştir. Sıvı damlası modelinin, yakınlık etkisini göz önüne almaması en büyük eksikliğidir. Tamamen bozulmuş şekiller için gerçek dışı yüzey enerjisi olması ve ayrılmış çekirdekler arasında çekim olmayışı bundan kaynaklanmaktadır (Krappe *et al.* 1979).



Şekil 1.9 $Z=20$ 'den 90'a kadar fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması (Sierk 1985).

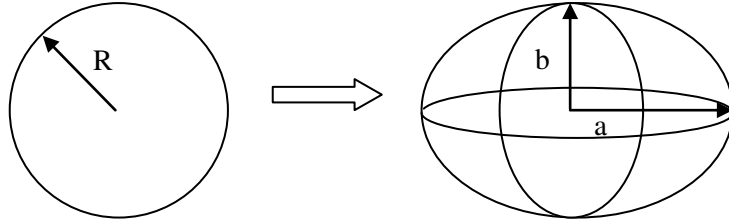
Şekilde bariyer yüksekliklerinin A ve Z değerlerine göre değişimi görülmektedir.



Şekil 1.10 $Z=86$ 'dan 110'a kadar fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması (Sierk 1985).

1.8.4 Dönen Sıvı Damlası Modeli

Kendiliğinden fisyonu anlamak için sıvı damlası modeli kullanılabilir. Yarı deneysel kütle formülüne göre çekirdeğin küresel olduğu kabul edilir çünkü küresel olduğu zaman yüzey alanını minimize eder. Eğer yüzey herhangi bir sebepten dolayı küresel eksen boyunca uzarsa sıvı damlası modelindeki yüzey terimi artarken Coulomb terimi azalır, burada hacmin değişmemesi temel varsayımdır. Bu iki değişimdeki fark çekirdeğin kendiliğinden fisyonu karşı kararlı olup olmadığının ölçüsüdür. Sabit hacim için deformasyon parametresi yarı major ve yarı minör eksene göre a ve b Şekil 1.11'deki gibidir.



Şekil 1.11 Ağır çekirdeğin deformasyonu

Buradaki olası parametrizasyonlardan hacim korunumunu sağlayan

$$a = R(1 + \varepsilon), \quad b = R/(1 + \varepsilon)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.24)$$

dir. Burada, ε çok küçük bir değişkendir.

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi ab^2 \quad (1.25)$$

Burada; yeni yüzeyi ve Coulomb terimi için ifadeyi bulmak üzere elipsoidin yüzeyinin a ve b terimlerini ε cinsinden güç serisi şeklinde genişletilirse,

$$E_s = a_s A^{\frac{2}{3}}(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots) \quad (1.26)$$

ve

$$E_c = a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}} (1 - \frac{1}{5} \varepsilon^2 + \dots) \quad (1.27)$$

dir.

Toplam enerjideki değişim,

$$\Delta E = (E_s + E_c) - (E_s + E_c)_{SEMF} = \frac{\varepsilon^2}{5} (2a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}}) \quad (1.28)$$

şeklindedir.

$\Delta E < 0$ ise bu durumda deformasyon enerjik olarak mümkündür ve fisyon olabilir, bunun olması için

$$\frac{Z^2}{A} \geq \frac{2a_s}{a_c} \approx 49 \quad (1.29)$$

sağlaması gerekir. Burada, a_s ve a_c katsayıları için deneysel değerler kullanılmıştır.

1.8.5 WKB Yaklaşımı Modeli

Wentzel-Kramers-Brillouin tarafından önerilen WKB yaklaşımı modeli, bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözümü için geliştirilmiştir. Hill-Wheeler yaklaşımına alternatif olarak, fisyon iletim katsayılarının hesaplanması için WKB yaklaşımı kullanılabilir (Koning and Rochman 2012). Birçok diferansiyel denkleme ve üç boyutta Schrödinger denkleminin radyal kısmına uygulanabilir. Özellikle, bağlı durum enerjilerinin ve potansiyel engellerden tünelleme hızlarının hesaplamasında kullanılan bir yöntemdir.

$V(x)$ potansiyelinin sabit olduğu bir bölgede hareket eden E enerjili bir parçacık için $E > V$ ise dalga fonksiyonu,

$$k \equiv \sqrt{2m(E - V)}/\hbar \quad \text{olmak üzere,} \quad \Psi(x) = Ae^{\pm ikx} \quad (1.30)$$

şeklindedir.

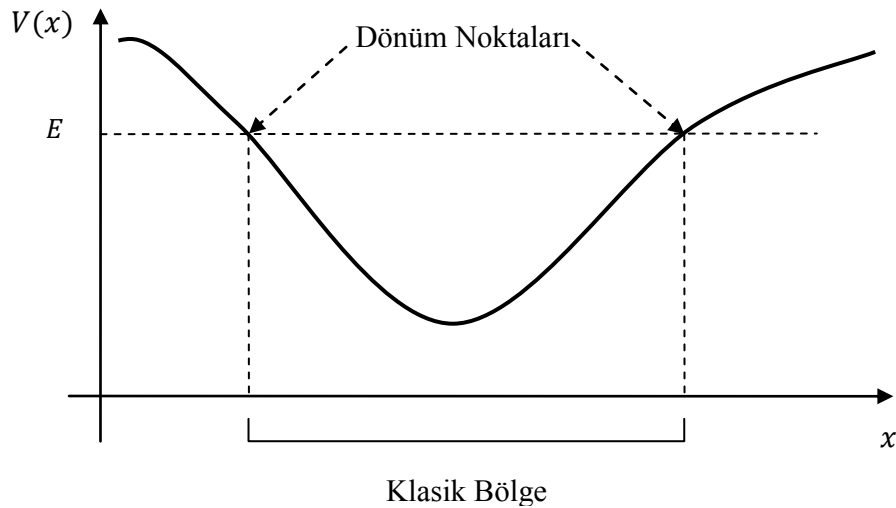
Artı işareti parçacığın sağa doğru hareketini, eksi işareti sola doğru hareketini ifade eder. Bu iki çözümün lineer kombinasyonu ile genel çözüme ulaşılır. Dalga fonksiyonu sabit dalga boyu ($\lambda = 2\pi/k$) ve sabit genlikte (A) salınan bir dalga özelliğine sahiptir. $V(x)$ in sabit olmadığı ancak λ ile karşılaştırıldığında oldukça yavaş değiştiği yani potansiyelin sabit olduğu kabul edilirse, bu durumda Ψ 'nin dalga boyu ve genliğinin x ile yavaşça değişen bir sinüs dalgası olarak kaldığını varsayılabilir. WKB yaklaşıklığı, x 'e bağımlılığı yavaşça değişen genlik ve dalga boyu ile ayarlanmış hızlı salınımlar olarak iki farklı şekilde açıklar.

Eğer $E < V$ (V_{sabit}) ise, Ψ üstel fonksiyonu

$$K \equiv \sqrt{2m(V - E)}/\hbar \quad \text{olmak üzere,} \quad \Psi(x) = Ae^{\pm Kx} \quad (1.31)$$

şeklinde yazılır.

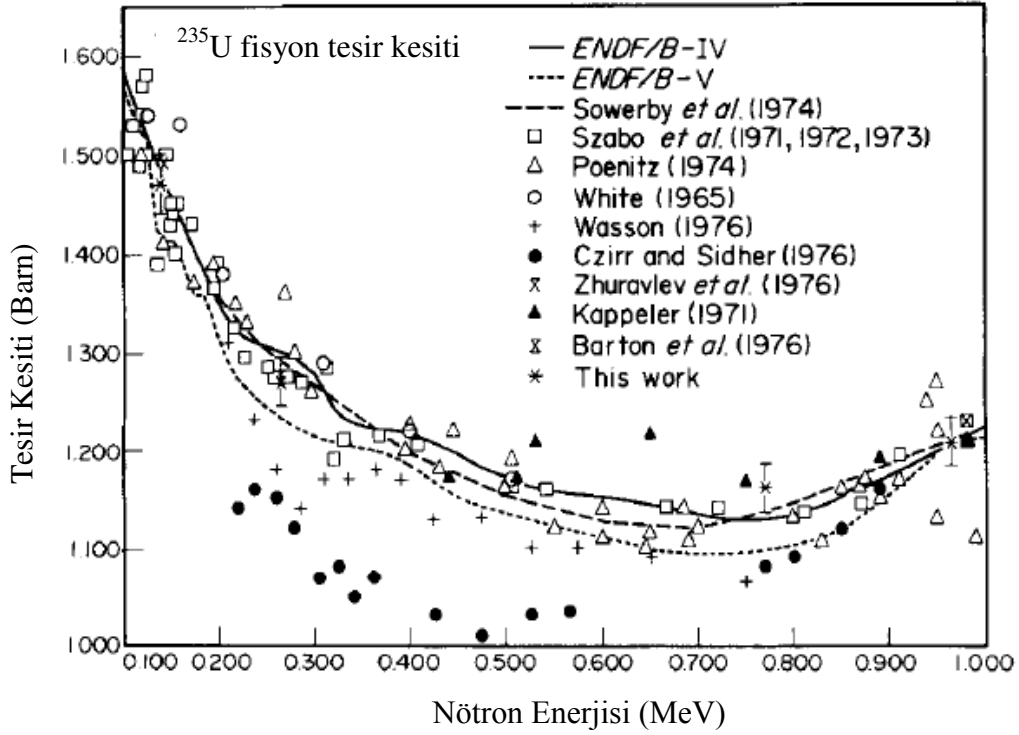
Eğer V sabit değilse ve $1/K$ 'ya göre yavaşça değişiyor ise, çözüm pratikte üstel fonksiyon olarak kalır ancak A ve K bu durumda x 'in yavaşça değişen fonksiyonlarıdır. $E \approx V$ olduğu nokta yani klasik bölge ile klasik olmayan bölgenin birleştiği yer dönüm noktası olarak adlandırılır. Bu bölgede λ yada $1/K$ sonsuza gider ve $V(x)$, λ 'ya kıyasla yavaşça değişmez. Bu yüzden bu noktada WKB yaklaşıklığı çalışmaz.



Şekil 1.12 Klasik olarak parçacığın bulunacağı bölge.

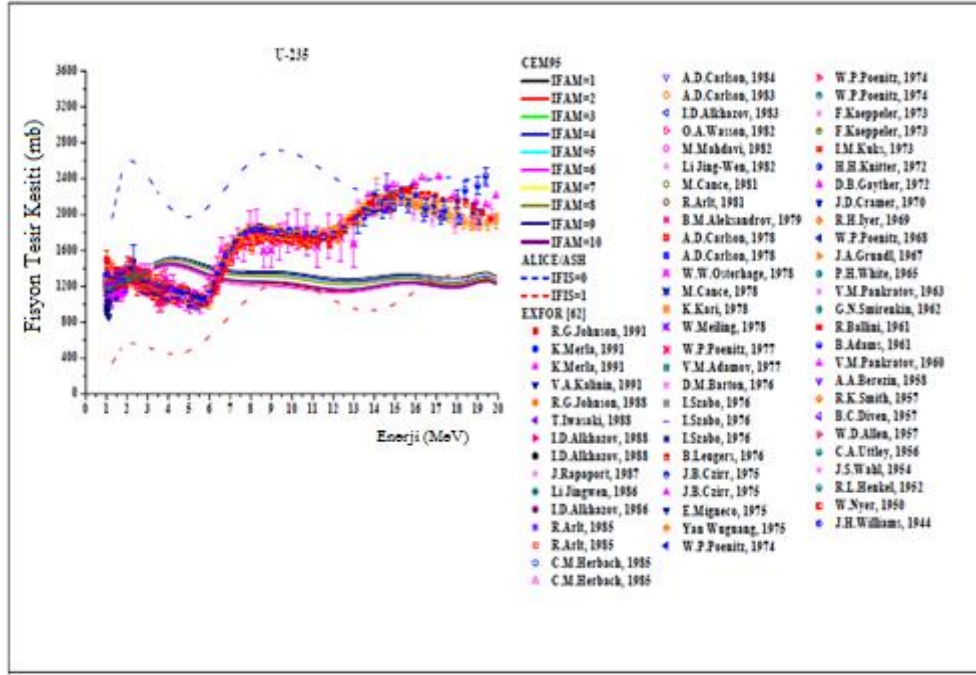
Klasik olarak parçacık $E \geq V(x)$ olduğu bölgede bulunabilir (Griffiths 2010).

2.LİTERATÜR İNCELEMESİ



Şekil 2.1 0,1-1,0 MeV enerji aralığındaki ^{235}U (n,f) tesir kesitinin deneysel verilerle karşılaştırılması

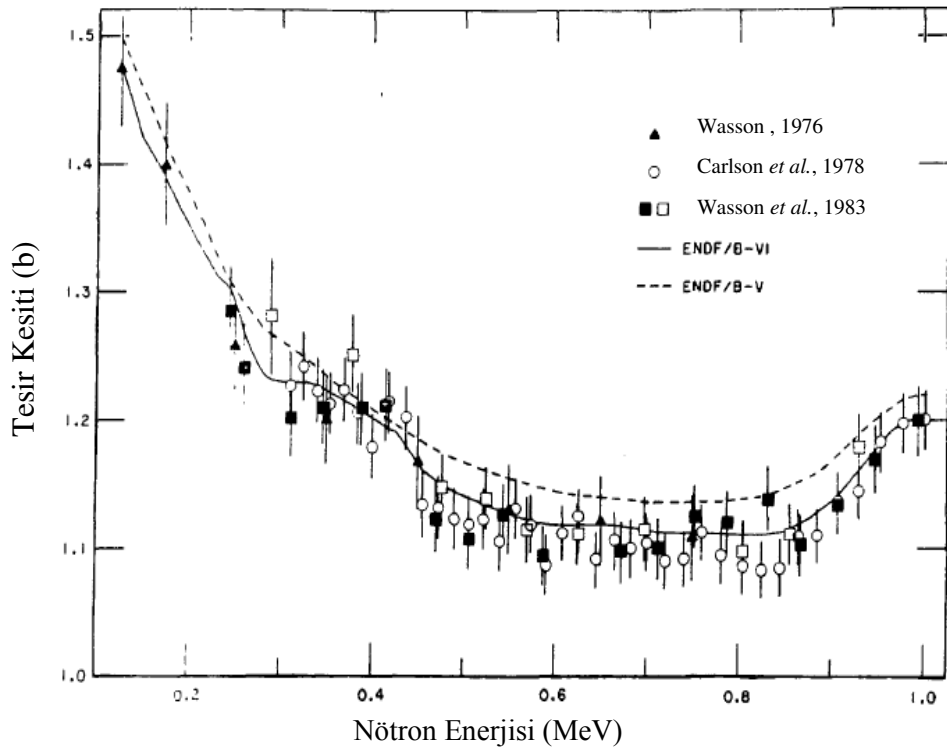
^{235}U (n,f) tesir kesitleri şekilde deneysel çalışmalarla karşılaştırılmıştır. En iyi uyumun uç noktalarda olduğu görülmektedir. Poenitz (1974), White (1965), Barton vd. (1976), Czirr and Sidher 1976) ve bu çalışma yaklaşık 1 MeV’de en iyi uyumu vermiştir. 140 keV’de Szabo vd.(1971, 1972, 1973), Poentiz (1974), Zhuravlev vd. (1976) verileri yeni veri ile uyumludur. Ancak 200-700 keV aralığındaki çeşitli değerlendirmeler arasında uyumsuzluk görülmektedir. 265 keV noktasında ENDF/B değeri ile Szabo ve Poentiz (1974) in değerleri birbiri ile uyumludur fakat Wasson (1976) ve Czirr (1976) verilerine göre daha yüksektir. Ölçümlerde ENDF/B değerlerinin $\pm 3\%$ kabul edilir (Davis *et al.* 1978).



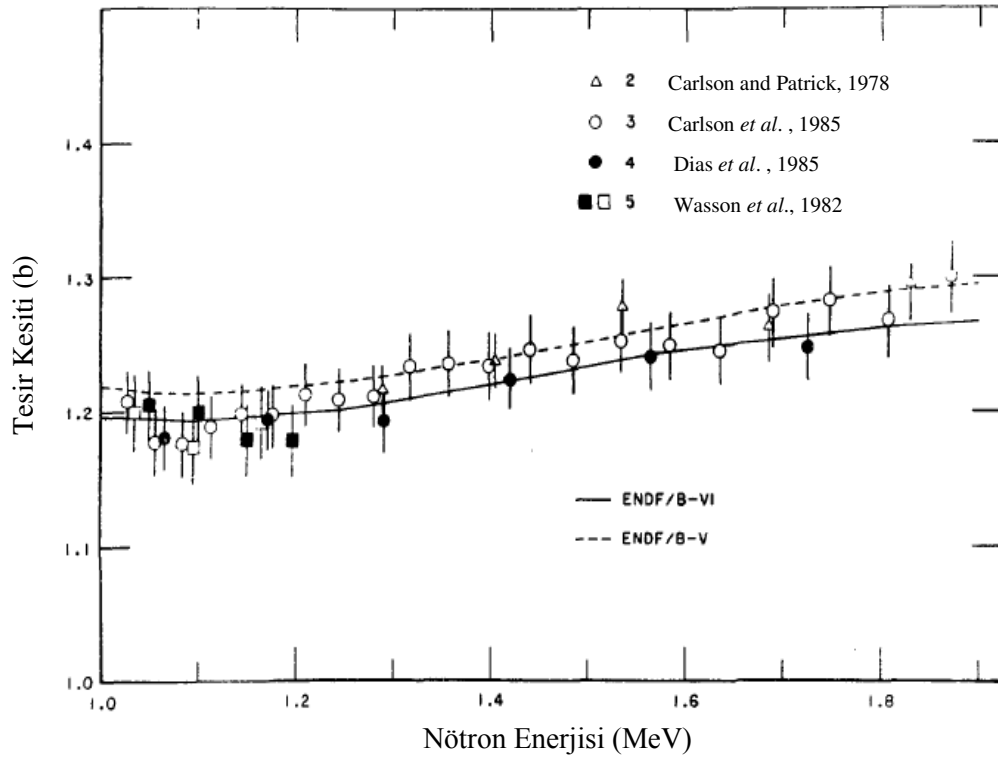
Şekil 2.2 ^{235}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması (Yiğit 2008)

Şekil 2.2 ^{235}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH programlarıyla hesaplanan nötronlarla gerçekleştirilen fisyon tesir kesitleri ile deneysel değerleri göstermektedir. ALICE-ASH kodunda fisyon engelleri IFIS parametresi ile ifade edilir. IFIS=0 durumu RFRM (Rotation Finite Range Model) modelini, IFIS>0 durumu RLDM (Rotation Liquid Drop Model) modelini ifade eder. CEM95 için 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi sistematığı, ALICE-ASH için IFIS=0 ve IFIS=1 fisyon engel sistematikleri kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır. 1944-1991 tarihleri arasındaki deneysel değerler kullanılmıştır. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların bölge olarak çok üzerindedir ancak biçim olarak birbiri ile uyumludur. 1-10 MeV aralığında bu iki farklı fisyon engel sistematığı ile yapılan hesaplamalar ile deney biçim olarak uyumlu iken, 10 MeV üzerindeki enerjilerde bu uyum gözlenmemektedir. CEM95 ile yapılan hesaplamalarda fisyon tesir kesitleri hem biçim hem de bölge olarak birbirine benzer şekildedir. 1-13 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalara göre deneye daha yakın olsa da, biçim olarak benzerlik sadece 8-12 MeV aralığında görülür (Yiğit 2008).

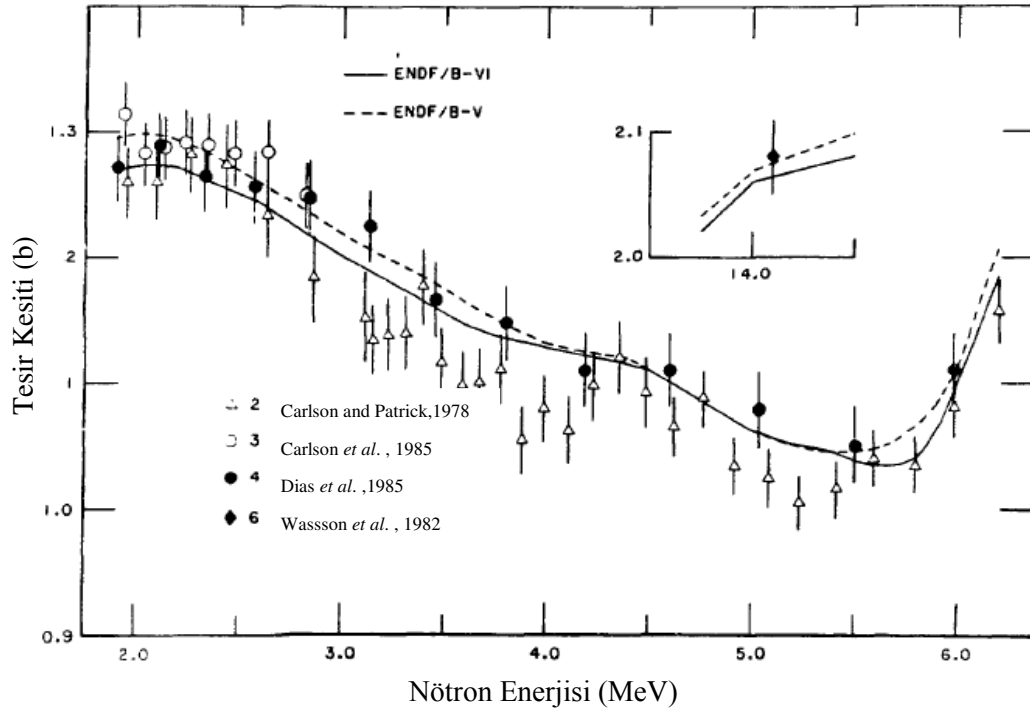
^{235}U (n,f) reaksiyonundan elde edilen tesir kesitleri Şekil 2.3, 2.4, ve 2.5'te gösterilmiştir. Üç şeklin kapsadığı bölgeler veya enerji aralıkları sırasıyla 0,1'den 1,0 MeV'e, 1,0'dan 1,9 MeV'e ve 1,9'dan 6,2 MeV'e kadardır. Ayrıca Şekil 2.5'te ek olarak 14,1 MeV'deki sonuçta görülmektedir. Hata çubukları, tahmini sistematik hatalarda dahil olmak üzere toplam hatayı (standart sapma) temsil eder. Şekillerde kesikli ve düz çizgiler sırasıyla ENDF/B'nin V ve IV sürümleridir. İki bağıl ölçüm için normalizasyon, verilerin en son yayınlarda belirtilen hali ile aynıdır (Johnson *et al.* 1988).



Şekil 2.3 0,1 – 1,0 MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesiti.

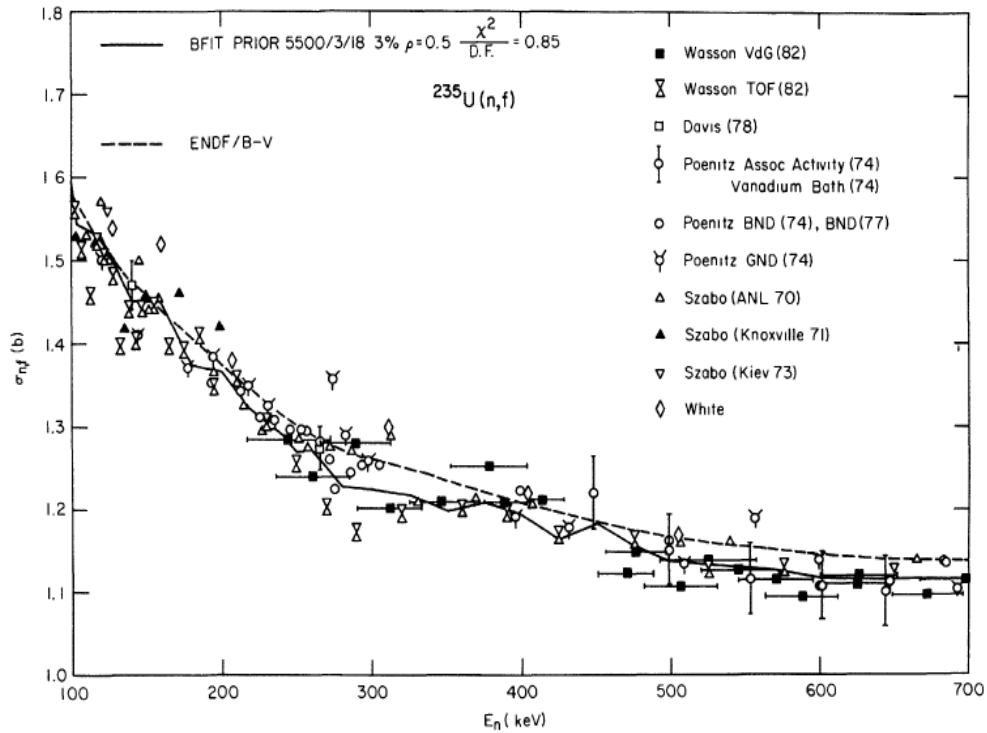


Şekil 2.4 1,0 – 1,9 MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesiti.

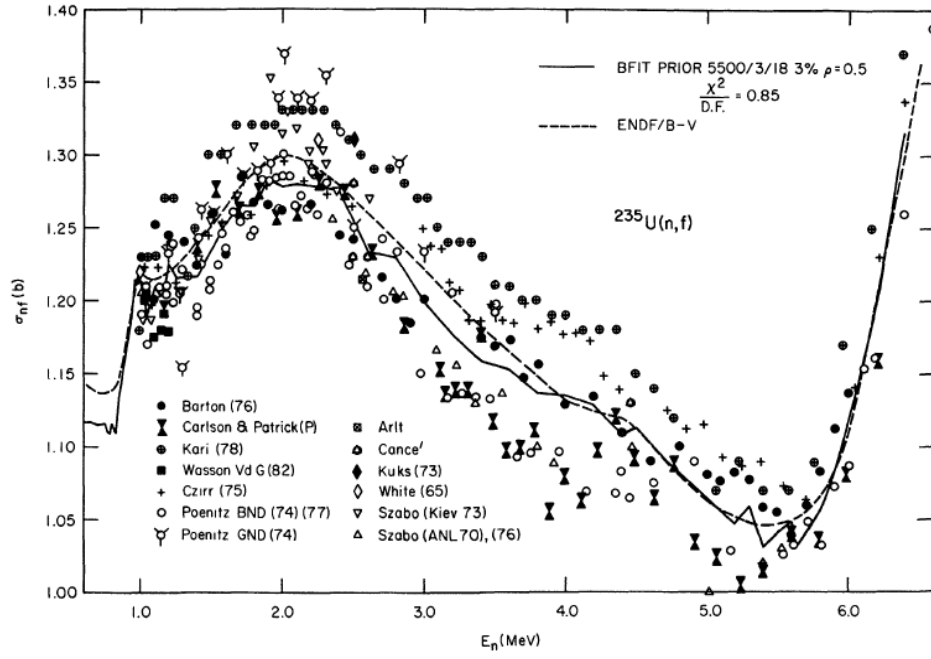


Şekil 2.5 1,9 – 6,2 MeV enerji aralığında ^{235}U (n,f) tesir kesiti.

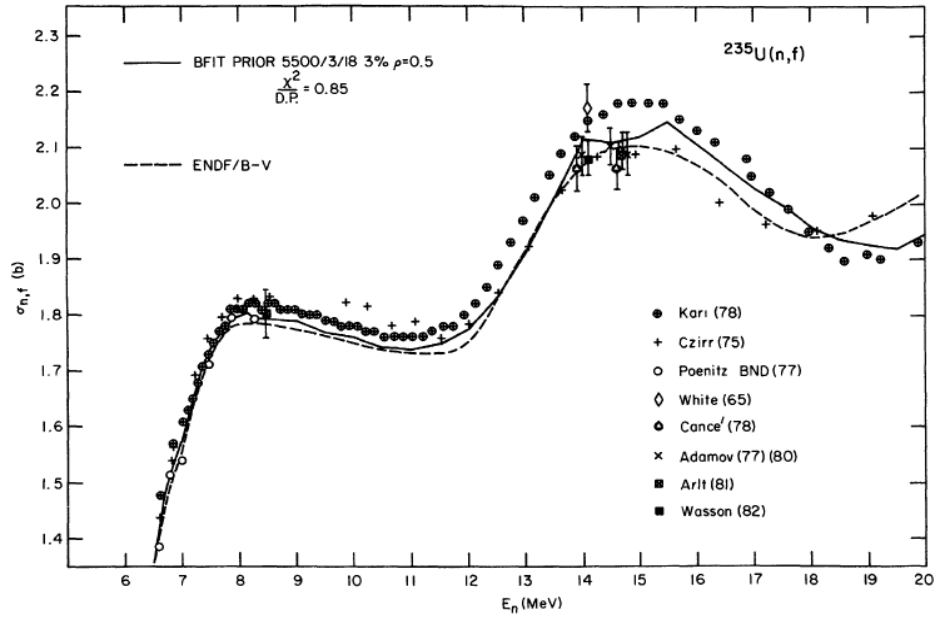
Şekil 2.6-2.8 arasında deneysel değerlere karşı hesaplanan değerlerin grafikleri görülmektedir. Ayrıca karşılaştırma için ENDF/B-V değerleri de kullanılmıştır. 0,1-0,7 MeV aralığında mevcut hesaplama sistematik olarak ENDF/B-V değerinden %1,6 daha düşüktür. 0,7-4,0 MeV aralığında ise ortalama %1,2 sapma vardır, maksimum sapma %2,8'dir. 4,0-6,5 MeV aralığında BFIT sonuçları ENDF/B-V hesaplamalarından % 0,2 düşük, 6,5-13,5 MeV aralığında ise % 0,8 daha yüksektir. 15 MeV in üzerinde mevcut hesaplama Kari verileri ile uyumlu iken ENDF/B-V tesir kesitleri ise Czirr verileri ile uyumludur. En son hesaplanan eğride girdi dosyasındaki istatistiksel dalgalanmalardan dolayı düzgün olmayan hareket gözlenmiştir. Bu eğriyi düzgün hale getirmek için değişim varyans ve kovaryans matrislerinin transformasyonları kullanılabilir (Bhat 1973).



Şekil 2.6 100-700 keV enerji aralığında $^{235}\text{U}(n,f)$ tesir kesitlerinin BFIT ve ENDF/B-V değerleri ile deneysel verilerinin karşılaştırılması



Şekil 2.7 0,6-6,6 MeV enerji aralığında $^{235}\text{U}(n,f)$ tesir kesitlerinin BFIT ve ENDF/B-V değerleri ile deneysel verilerinin karşılaştırılması



Şekil 2.8 6-20 MeV enerji aralığında $^{235}\text{U}(n,f)$ tesir kesitlerinin BFIT ve ENDF/B-V değerleri ile deneysel verilerinin karşılaştırılması

3.MATERYAL METOT

Bu çalışmada; ^{232}Th (n,f), ^{235}U (n,f), ^{238}U (n,f), ^{239}Pu (n,f) ve ^{232}Th (n, γ), ^{235}U (n, γ), ^{238}U (n, γ), ^{239}Pu (n, γ) reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Yapılan hesaplamalarda TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 Bilgisayar Kod Programları kullanılmıştır. Elde edilen tesir kesitleri, Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu (IAEA)'nın EXFOR (İnt. Kayn. 1) ve ENDF (İnt. Kayn. 2) kütüphanelerinden alınan deneysel veriler ve hesaplanmış sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Kullanılan programlar hakkında temel bilgiler, örnek bir girdi dosyası ve çıktı dosyası aşağıda verilmiştir.

3.1 TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 Bilgisayar Kod Programları

TALYS, Linux işletim sisteminde çalışan Fortran programlama diline sahip nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için geliştirilmiş bilgisayar kod programıdır. Çalışmada kullanılan TALYS 1.4 sürümü için hedef çekirdek kütlesi $5 < A \leq 339$ aralığındadır. 1keV-250 MeV enerji aralığında nötron, proton, döteryum, trityum, ^3He , α parçacıkları ve γ ışınimleri içeren hesaplamalar yapan nükleer reaksiyonların bir simülasyonudur (Koning and Rochman 2012). Kararsız rezonans bölgesinden orta enerji bölgesine kadar olan enerji aralığında spektrum, açısal dağılımlar, toplam tesir kesitleri, kısmi tesir kesitleri, soğurma tesir kesitleri gibi nicelikler ile nükleer reaksiyonların değerlendirilmesini sağlar.

TALYS 1.6 sürümünde bir önceki sürüm olan TALYS 1.4 deki bazı eksiklikler giderilmiş ve enerji aralığı 1 GeV'e kadar genişletilmiştir. Üretilen anahtar kelimeler kullanılarak hızlandırıcılarda medikal izotop üretimi modellemesi için TALYS kullanılabilir, bu veri tablosu TALYS 1.6 da yapısal veri tabanına eklenmiştir. Uyarılma fonksiyonları MBq veya Ci cinsinden izotop üretimine otomatik olarak transfer edilmiş, esneklik için fazladan anahtar kelimeler eklenmiştir (Koning2013).

3.1.1 TALYS Girdi Dosyası

Bir girdi dosyasının temel değişkenleri

projectile

element

mass

energy

şeklindedir (Koning2013).

projectile: hedef çekirdeğe gönderilen parçacığı ifade eder, Nötron, proton, döteryum, alfa, gama vb, parçacıklar olabilir

element: reaksiyondaki hedef çekirdeği belirtir, Li ile Ds aralığında alınan elementin simgesi yada atom numarası ile tanımlanır.

mass: hedef çekirdeğin kütle numarasını belirten değişkendir, $5 < mass < 239$ aralığındaki kütleler için geçerlidir.

energy: MeV cinsinden gelen parçacığın enerjisini belirten değişkendir. Tek bir enerji değeri girilebileceği gibi özel bir enerji dosyası oluşturulup programın bu dosyayı kullanması sağlanabilir (Koning *et al.* 2013).

Bu temel değişkenlere, çalışılacak kısım, reaksiyon ya da özel durumlara bağlı olarak yeni parametreler eklenebilir.

Burada örnek olarak Th çekirdeği üzerine gönderilen bir nötron mermisiyle gerçekleştirilen (n,f) reaksiyonu için temel bazı parametreler kullanılarak TALYS 1.6 programına ait girdi dosyası verilmiştir.

projectile n

element th

mass 232

energy eng

fission y

fismodel 1
 outfission y
 partable y
 bins 40
 colldamp y
 asys y
 class2 y
 maxrot 5
 gnorm 9.
 T
 e0
 Exmatch
 a
 t
 e0
 exmatch
 t
 e0
 exmatch
 class2width
 fisbar
 channels y
 filechannels y

90 232 0.46845
 90 232 -0.39156
 90 232 5.55628 0
 90 232 31.90038
 90 232 0.41272 1
 90 232 -1.66339 1
 90 232 6.74958 1
 90 232 0.44833 2
 90 232 -0.51472 2
 90 232 6.45816 2
 90 232 0.10013 1
 90 232 6.31815 2

3.1.2 TALYS Çıktı Dosyası

TALYS kod programının çıktı dosyası çok geniş kapsamlıdır. TALYS çıktı dosyaları ile, parçacıkların oluşum tesir kesitleri, elastik saçılma açısal dağılımları, kesikli seviyelerde açısal dağılımlar, çoklu kanalların tesir kesitleri, reaksiyon türlerine ait tesir kesitleri, ürün çekirdeklerin oluşum tesir kesitleri gibi birçok hesaplamaya farklı dosya isimleri ve dosya uzantıları ile ulaşılabilir.

^{232}Th (n,f) reaksiyonuna ait TALYS 1.6 çıktı dosyası (fission.tot), örnek teşkil etmesi açısından aşağıda verilmiştir. Çıktı dosyasında enerji "E", tesir kesiti "xs" olarak gösterilmiştir.

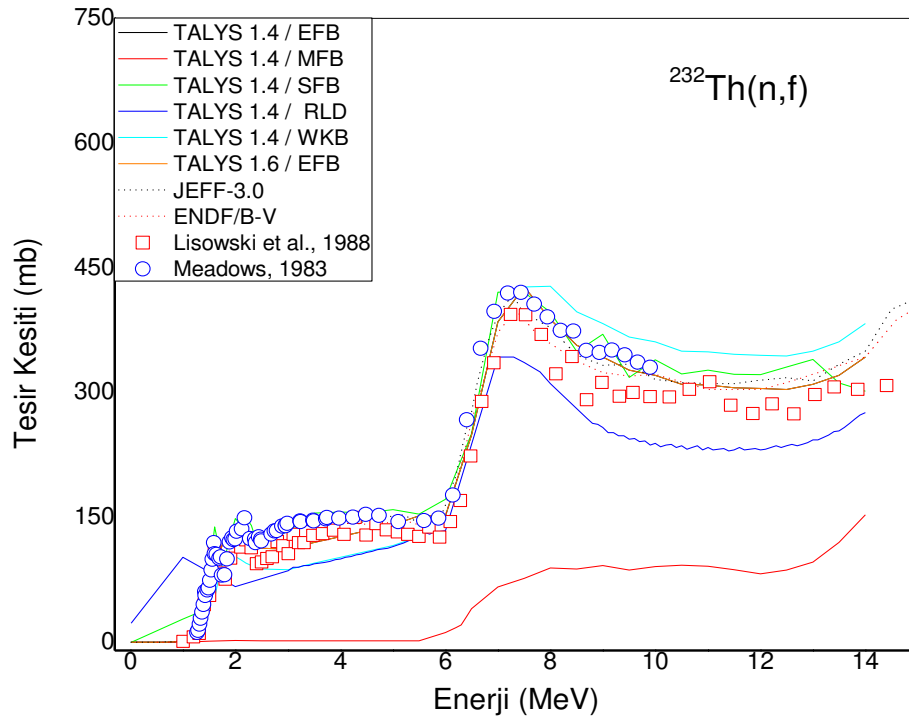
```
# n + 232Th : (n,f)
#
#
# # energies = 27
# E      xs
1.000E+00 1.56905E+00
1.500E+00 4.66762E+01
2.000E+00 1.27851E+02
2.500E+00 1.13011E+02
3.000E+00 1.11979E+02
3.500E+00 1.20100E+02
4.000E+00 1.26899E+02
4.500E+00 1.33881E+02
5.000E+00 1.40697E+02
5.500E+00 1.52394E+02
6.000E+00 1.51628E+02
6.500E+00 2.49446E+02
7.000E+00 3.85095E+02
7.500E+00 4.26583E+02
8.000E+00 3.87829E+02
8.500E+00 3.57195E+02
9.000E+00 3.43408E+02
9.500E+00 3.26539E+02
1.000E+01 3.20771E+02
1.050E+01 3.10466E+02
1.100E+01 3.08799E+02
1.150E+01 3.06410E+02
1.200E+01 3.04650E+02
1.250E+01 3.04032E+02
```

4. TEORİK HESAPLAMALAR

Bu çalışmada ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu için 0-14 MeV enerji aralığında (n,f) tesir kesitleri ve 0-3,2 MeV enerji aralığında (n, γ) tesir kesitleri TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 programları kullanılarak hesaplanmış ve deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

4.1 ^{232}Th (n,f) Reaksiyonu

^{232}Th (n,f) Reaksiyonunun fisyon modellerine göre tesir kesiti hesaplamaları Şekil 4.1'de verilmiştir.



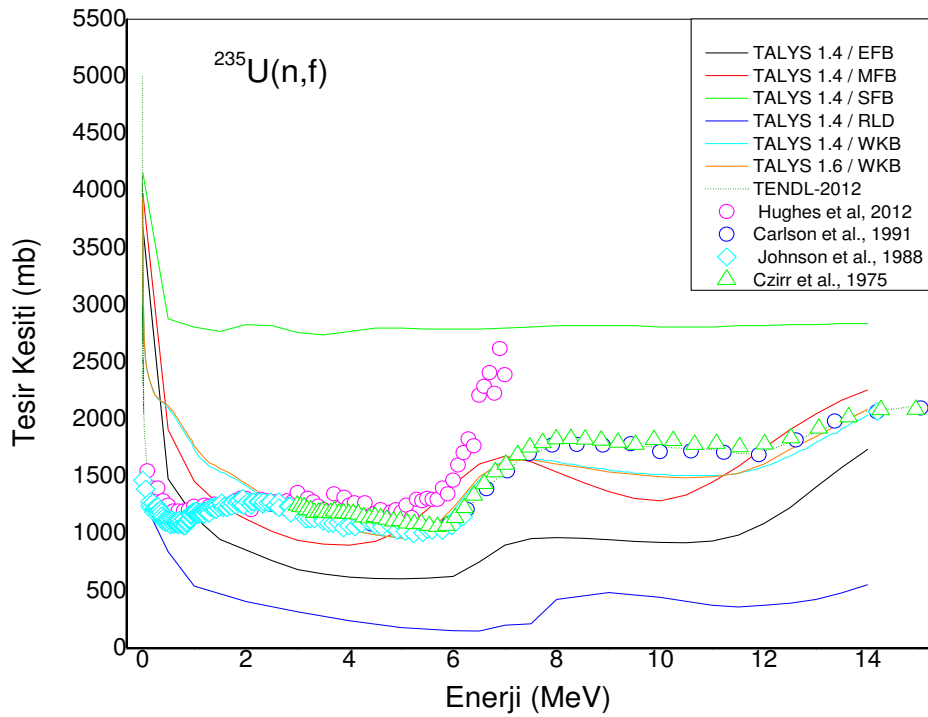
Şekil 4.1 ^{232}Th (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{232}Th çekirdeğinin TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 programlarıyla 0-14 MeV enerji aralığında hesaplanan nötron kaynaklı fisyon tesir kesitleri ile EXFOR'dan alınan

Lisowski vd. (1988), Meadows (1983) deneysel verileri ve ENDF/B-V ve JEFF-3.0 veri tabanlarından alınan veriler karşılaştırılmıştır. Bütün modeller şekil bakımından deneysel verilerle uyum gösterse de EFB ile gösterilen deneysel fisyon bariyeri modeli deneysel verilerle en iyi uyum sağlayan modeldir. MFB ile ifade edilen Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli, deneysel değerlerin biraz altında kalmıştır.

4.2 ^{235}U (n,f) Reaksiyonu

^{235}U (n,f) Reaksiyonunun 0-14 MeV enerji aralığındaki tesir kesiti hesaplamaları Şekil 4.2'de verilmiştir.

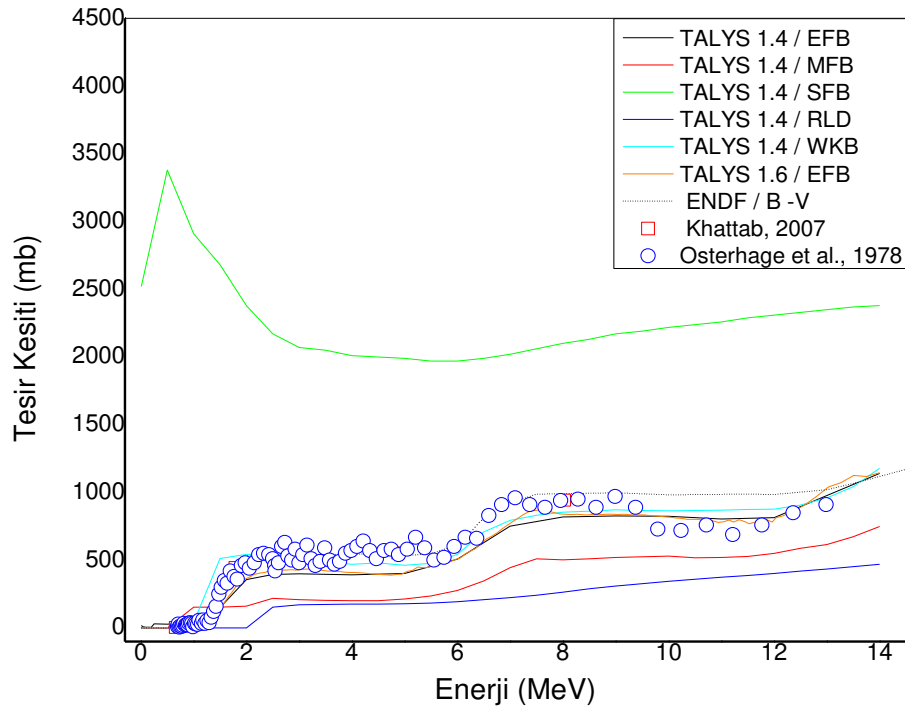


Şekil 4.2 ^{235}U (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{235}U çekirdeği üzerine nötron gönderilerek 0-14 MeV enerji aralığında elde edilen fisyon tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan, Hughes vd. (2012), Carlson vd. (1991), Johnson vd. (1988), Czirr vd. (1975) deneysel verileri ve TENDL-2012 verilerinin uyumu incelenmiştir. Sierk fisyon bariyer modeli (SFB) dışındaki diğer modeller deneysel verilerle uyumludur. Bu modeldeki uyumsuzluk programın eksikliğinden kaynaklanmaktadır.

4.3 ^{238}U (n,f) Reaksiyonu

^{238}U (n,f) Reaksiyonunun 0-14 MeV enerji aralığındaki tesir kesiti hesaplamaları Şekil 4.3'de verilmiştir.

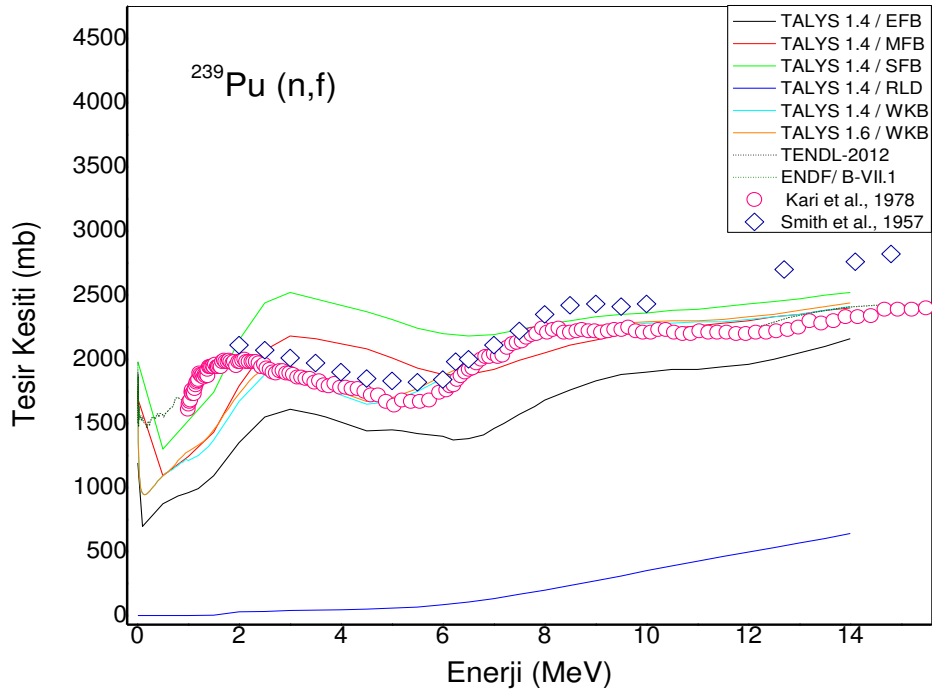


Şekil 4.3 ^{238}U (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{238}U çekirdeği üzerine nötron gönderilerek 0-14 MeV enerji aralığında TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 kod programları kullanılarak elde edilen fisyon tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan, Khattab (2007), Osterhage vd. (1978) ve ENDF kütüphanesinden alınan ENDF/B-V verileriyle karşılaştırılmıştır. Sierk fisyon bariyer modeli (SFB) dışındaki diğer modeller deneysel verilerle uyumludur.

4.4 ^{239}Pu (n,f) Reaksiyonu

^{239}Pu (n,f) Reaksiyonunun 0-14 MeV enerji aralığındaki tesir kesiti hesaplamaları Şekil 4.4'de verilmiştir.

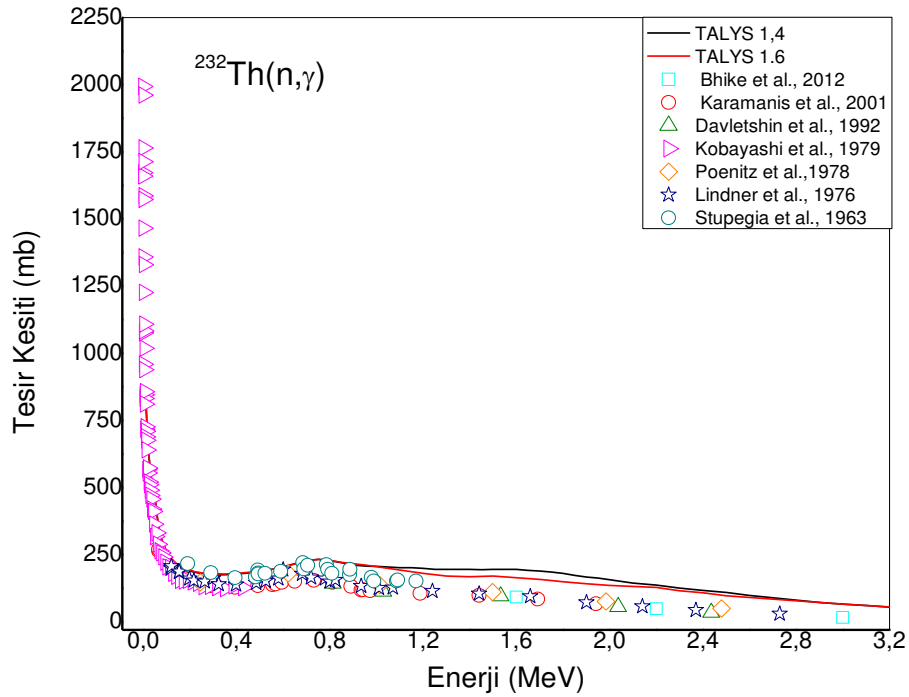


Şekil 4.4 ^{239}Pu (n,f) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması

^{239}Pu çekirdeğinin nötron kaynaklı fisyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. Hesaplanan veriler, Kari vd. (1978), Smith vd. (1957) deneysel verileri ve ENDF kütüphanesinden alınan ENDF/B-VII.1 ve TENDL-2012 verileri ile karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalar ile deneysel verilerin dönen sıvı damlası modeli hariç uyumlu olduğu görülmüştür.

4.5 ^{232}Th (n, γ) Reaksiyonu

Şekil 4.5’de ^{232}Th çekirdeğinin 0-3,2 MeV enerji aralığındaki (n, γ) tesir kesitleri verilmiştir.

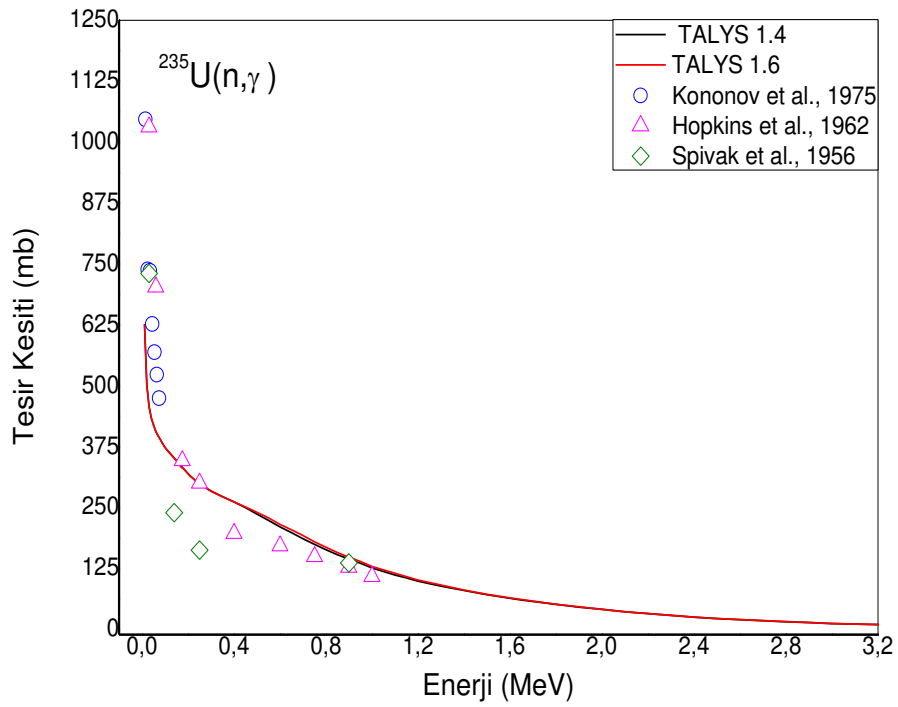


Şekil 4.5 ^{232}Th (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması

^{232}Th çekirdeğinin TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 kullanılarak elde edilen (n,γ) tesir kesitleri Bhike vd. (2012), Karamanis vd. (2001), Davletshin vd. (1992), Kobayashi vd. (1979), Poenitz vd. (1978), Lindner vd. (1976), Stupegia vd. (1963) deneysel verileri ile karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalar deneysel veriler ile gayet uyumlu sonuçlar göstermiştir.

4.6 ^{235}U (n,γ) Reaksiyonu

Şekil 4.6'da ^{235}U çekirdeğinin 0-3,2 MeV enerji aralığındaki (n,γ) tesir kesitleri verilmiştir.

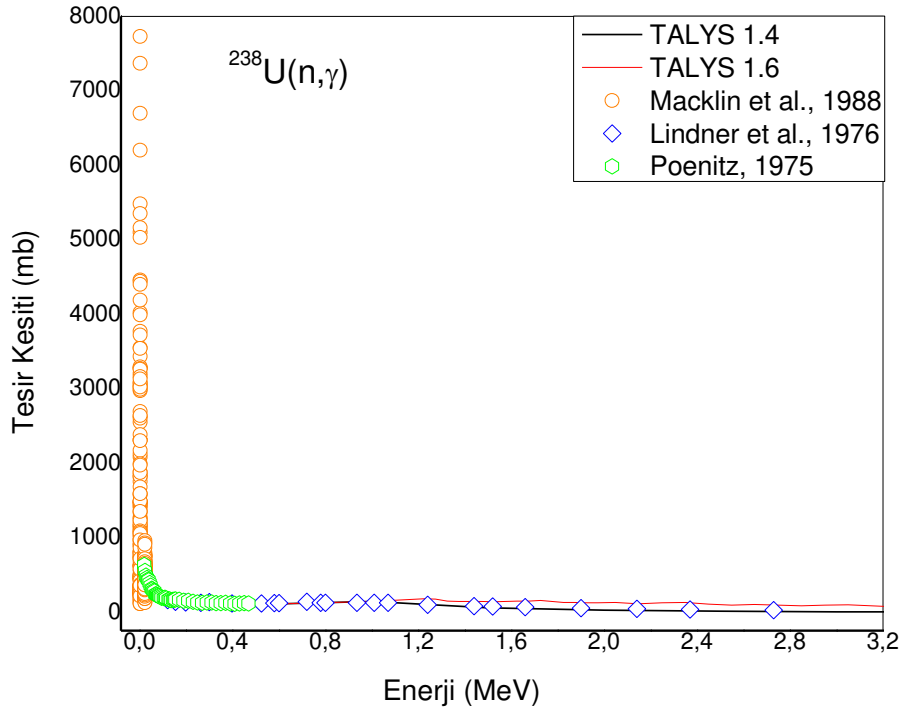


Şekil 4.6 $^{235}\text{U}(n,\gamma)$ reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması

^{235}U çekirdeğinin TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 programları ile elde edilen (n, γ) tesir kesitleri ile Kononov vd. (1975), Hopkins vd. (1962), Spivak vd. (1956) deneysel verileri karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalar ve deneysel veriler uyumlu sonuçlar göstermiştir.

4.7 ^{238}U (n, γ) Reaksiyonu

Şekil 4.7’de ^{238}U çekirdeğinin 0-3,2 MeV enerji aralığındaki (n, γ) tesir kesitleri verilmiştir.



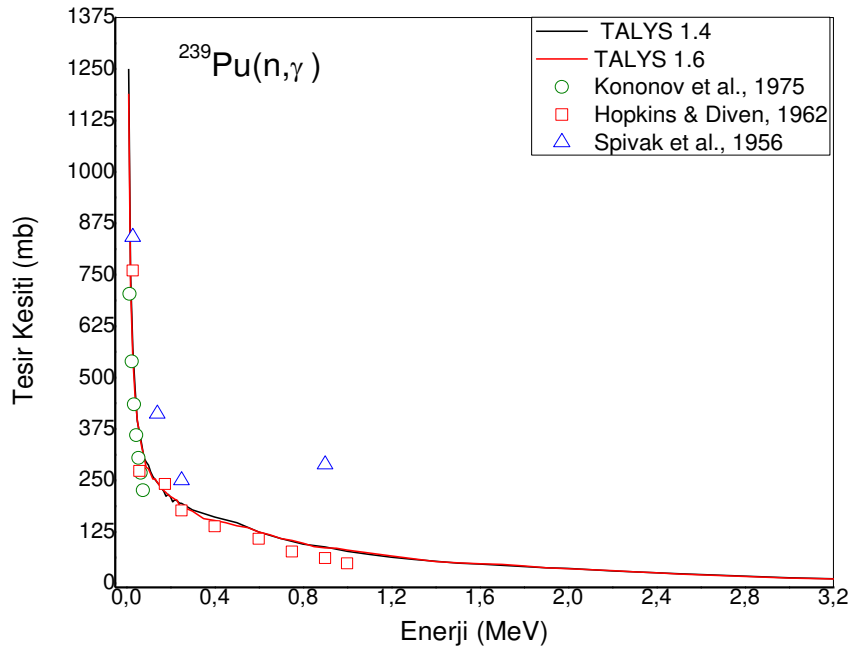
Şekil 4.7 ^{238}U (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması

^{238}U çekirdeğinin TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 programları ile elde edilen (n, γ) tesir kesitleri ile Macklin vd. (1988), Lindner vd. (1976) ve Poenitz vd. (1975)

deneysel verileri karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalar ve deneysel veriler uyumlu sonuçlar göstermiştir.

4.8 ^{239}Pu (n, γ) Reaksiyonu

Şekil 4.8’de ^{239}Pu çekirdeğinin 0-3,2 MeV enerji aralığındaki (n, γ) tesir kesitleri verilmiştir.



Şekil 4.8 ^{239}Pu (n, γ) reaksiyonunun deneysel hesaplamaları ile teorik hesaplamasının karşılaştırılması.

^{239}Pu çekirdeğinin TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 programlarıyla hesaplanmış olan (n, γ) tesir kesitleri ile Kononov vd. (1975), Hopkins & Diven (1962), Spivak vd. (1956) deneysel verileri karşılaştırılmıştır. 0-3,2 MeV enerji aralığında yapılan hesaplamalardan elde edilen tesir kesiti değerleri ile deneysel veriler uyumludur.

4.9 Nötron Çoğaltma Faktörü Hesaplamaları

Nötronun ^{235}U çekirdeğine çarpma olasılığı tesir kesitinin ^{235}U 'e oranıyla verilir. Toplam tesir kesitleri bulunurken izotopun bolluk oranından faydalanılır.

$$F\sigma_5/\sigma_{toplaml} \quad (4.1)$$

Nötron ^{235}U çekirdeğine çarptığında fisyonu başlatma olasılığı

$$\sigma_{f5}/\sigma_5 \quad (4.2)$$

Toplamda nötronun ^{235}U çekirdeğine çarparak fisyon başlatma olasılığı bütün bu faktörlerin ürünleri olacaktır.

$$(F\sigma_5/\sigma_{toplaml})(\sigma_{f5}/\sigma_5) = F\sigma_{f5}/\sigma_{toplaml} \quad (4.3)$$

^{235}U çekirdeği ortalama ikincil nötron bırakırsa fisyonu neden olan nötron sayısı

$$\nu_5(F\sigma_{f5}/\sigma_{toplaml}) \quad (4.4)$$

^{238}U için

$$\nu_8(1-F)(\sigma_{f8}/\sigma_{toplaml}) \quad (4.5)$$

dir.

İlk nötrondan üretilen ikincil nötron sayısı

$$k = \frac{F\nu_5\sigma_{f5} + (1-F)\nu_8\sigma_{f8}}{\sigma_{toplaml}} \quad (4.6)$$

$$\sigma_{toplaml} = F(\sigma_{f5} + \sigma_{c5}) + (1-F)(\sigma_{f8} + \sigma_{c8}) \quad (4.7)$$

elde edilir(Reed 2011).

Denklem 4.6 kullanılarak elde edilen nötron çoğaltma faktörleri (k), Çizelge 4.1'de verilmiştir.

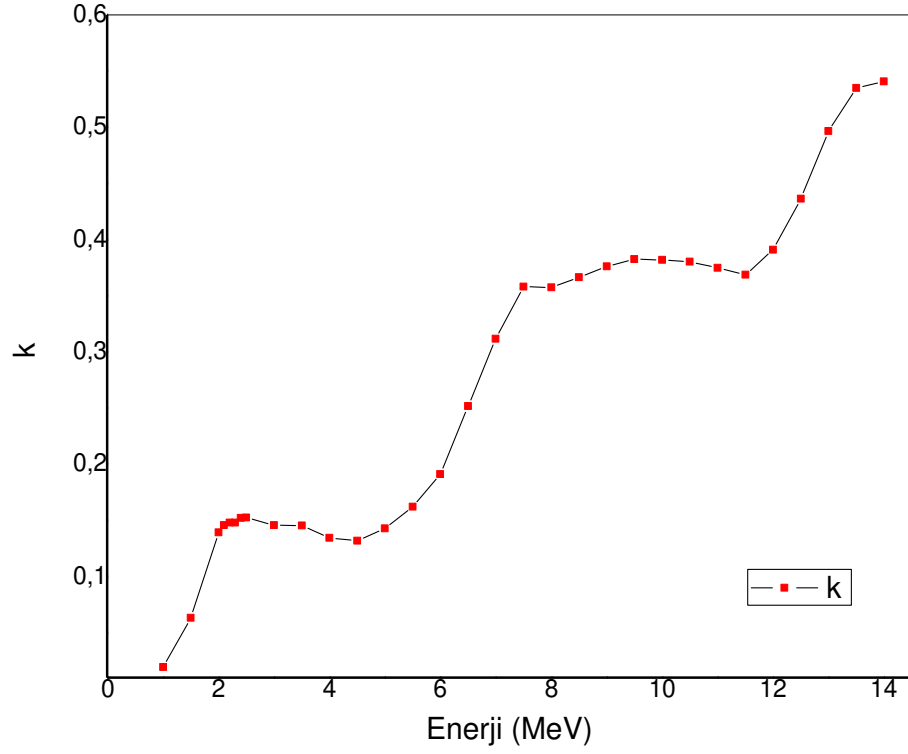
Çizelge 4. 2 Nötron Çoğaltma Faktörü (k) Hesaplamalar

Enerji (MeV)	U-235 Fisyon Tesir Kesiti (b)	U-238 Fisyon Tesir Kesiti (b)	U-235 Toplam Tesir Kesiti (b)	U-238 Toplam Tesir Kesiti (b)	k Faktörü
1	1,77E+00	3,97E-02	6,75E+00	7,15E+00	0,01935
1,5	1,57E+00	1,50E-01	6,83E+00	6,75E+00	0,06317
2	1,44E+00	3,71E-01	7,35E+00	7,23E+00	0,13907
2,1	1,41E+00	3,94E-01	7,45E+00	7,31E+00	0,14557
2,2	1,38E+00	4,05E-01	7,55E+00	7,39E+00	0,14793
2,3	1,35E+00	4,09E-01	7,63E+00	7,46E+00	0,14792
2,4	1,32E+00	4,24E-01	7,71E+00	7,52E+00	0,15198
2,5	1,29E+00	4,29E-01	7,78E+00	7,58E+00	0,15253
3	1,16E+00	4,32E-01	7,99E+00	7,98E+00	0,1456
3,5	1,08E+00	4,32E-01	8,06E+00	7,98E+00	0,14541
4	1,03E+00	4,09E-01	8,01E+00	8,18E+00	0,1343
4,5	9,90E-01	3,96E-01	7,86E+00	8,06E+00	0,13189
5	9,61E-01	4,17E-01	7,64E+00	7,83E+00	0,14273
5,5	1,00E+00	4,57E-01	7,38E+00	7,55E+00	0,16203
6	1,23E+00	5,17E-01	7,11E+00	7,25E+00	0,19105
6,5	1,50E+00	6,55E-01	6,87E+00	6,98E+00	0,25152
7	1,64E+00	7,83E-01	6,65E+00	6,73E+00	0,31148
7,5	1,65E+00	8,71E-01	6,45E+00	6,50E+00	0,35802
8	1,61E+00	8,41E-01	6,29E+00	6,29E+00	0,35734
8,5	1,58E+00	8,38E-01	6,15E+00	6,11E+00	0,36634
9	1,54E+00	8,38E-01	6,03E+00	5,95E+00	0,37618
9,5	1,52E+00	8,34E-01	5,94E+00	5,82E+00	0,38256

Çizelge 4.3 (Devam) Nötron Çoğaltma Faktörü (k) Hesaplamalar

Enerji (MeV)	U-235 Fisyon Tesir Kesiti (b)	U-238 Fisyon Tesir Kesiti (b)	U-235 Toplam Tesir Kesiti (b)	U-238 Toplam Tesir Kesiti (b)	k Faktörü
10	1,50E+00	8,17E-01	5,87E+00	5,71E+00	0,38171
10,5	1,49E+00	8,03E-01	5,82E+00	5,64E+00	0,38034
11	1,50E+00	7,84E-01	5,78E+00	5,59E+00	0,37469
11,5	1,53E+00	7,68E-01	5,76E+00	5,57E+00	0,3687
12	1,61E+00	8,14E-01	5,76E+00	5,56E+00	0,39098
12,5	1,74E+00	9,11E-01	5,77E+00	5,58E+00	0,43628
13	1,85E+00	1,04E+00	5,79E+00	5,60E+00	0,4966
13,5	1,97E+00	1,13E+00	5,82E+00	5,62E+00	0,53499
14	2,09E+00	1,15E+00	5,85E+00	5,65E+00	0,54072

Şekil 4.9’da enerji değerlerine karşılık gelen k değerleri verilmiştir..



Şekil 4.9 Nötron çoğaltma faktörü (k)

$k < 1$ olduğu için kendi kendine başlayan zincir reaksiyon olasılığı imkânsızdır. Bu, herhangi bir boyutta sıradan bir uranyum miktarının kendiliğinden gelişecek bir zincir reaksiyon açısından mükemmele yakın güvenli olduğunu göstermektedir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Fisyon, keşfinden bu yana hem teorik analizleri hem de deneysel uygulamalarında her zaman dikkate alınan aktif bir araştırma alanı olmuştur. Fisyon tesir kesitleri için iyi yapılandırılmış bir değerlendirme yöntemi her ilgili izotopun deneysel veri tabanını belirlemek ve sonrasında deneysel verilerle teorik analizleri birleştirmek amacıyla vardır. Bu tür çalışmalar, reaksiyon sonucu yayılan parçacıkların reaksiyon yayınlama spektrumlarının enerjiyle bağımlılığının incelenmesi; çekirdeklerin yapısının incelenmesi, radyoizotop üretimi ve reaksiyon sonucu üretilen parçacıkların kullanım alanlarının geliştirilmesi bakımından önemlidir.

Bu çalışmada, 0-14 MeV gelme enerjili nötronlar ile ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu çekirdekleri için fisyon tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplamalar TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 bilgisayar programları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. İncelenen her bir reaksiyon için deneysel tesir kesiti verileri Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu (IAEA)'nın EXFOR ve ENDF kütüphanelerinden alınmıştır. TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 bilgisayar programıyla yapılan tesir kesiti hesaplamaları EXFOR veri kütüphanesinden alınan deneysel tesir kesiti verileri ve hesaplanmış sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Şekillere bakıldığında TALYS 1.4 ve TALYS 1.6 bilgisayar programlarıyla yapılan tesir kesiti hesaplamalarının birbirine yakın sonuçlar verdiği ve deneysel değerlerle de uyumlu oldukları görülmektedir.

TALYS bilgisayar kodunda, fisyon tesir kesitlerini hesaplamak için bulunan fisyon bariyer modelleri olan, Deneysel fisyon bariyeri modeli (EFB), Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli (MFB), Sierk fisyon bariyeri modeli (SFB), Dönen sıvı damlası fisyon bariyeri modeli (RLD), Wentzel-Kramers-Brillouin yaklaşımı fisyon bariyeri modeli (WKB), her bir reaksiyon için ayrı ayrı incelenmiştir.

Şekil 4.1'de verilen ^{232}Th tesir kesitleri hesaplamalarında kullanılabilecek en uygun fisyon bariyer modelinin EFB, Şekil 4.2'de verilen ^{235}U tesir kesitleri hesaplamalarında kullanılabilecek en uygun fisyon bariyer modelinin WKB, Şekil 4.3'de verilen ^{238}U tesir kesitleri hesaplamalarında kullanılabilecek en uygun fisyon bariyer modelinin EFB, Şekil 4.4'de verilen ^{239}Pu tesir kesitleri

hesaplamalarında kullanılabilecek en uygun fisyon bariyer modelinin WKB olduğu gör÷lmektedir.

N÷kleer reakt÷r teknolojisinde büyük bir öneme sahip olan fisyon modeli ile yapılan hesaplamalar, reakt÷rlerin güvenliği için oldukça önemlidir. Yapılan teorik hesaplamalar reakt÷rlerde oluşabilecek güvenlik sorunlarına karşı alınacak önlemler açısından da önem taşımaktadır.

Kendi kendine devam eden zincir reaksiyonun başlaması için gereken anahtar niceliğe kritik fakt÷r yada nötron çoğaltma fakt÷r÷ denir ve k ile ifade edilir. $k < 1$ ise işlem kritik altıdır ve reaksiyon sona erer. $k = 1$ ise işlem kritiktir ve zincir reaksiyon devam edebilir. $k > 1$ ise reaksiyon oranı giderek artar ve sistem kontrol altına alınamaz.

Yapmış olduğumuz çalışmada ^{235}U ve ^{238}U reaksiyonlarından elde edilen, fisyon tesir kesitleri ve toplam tesir kesitleri kullanılarak " k " nötron çoğaltma fakt÷r÷ hesaplanarak Çizelge 4.1'de verilmiştir. Hesaplamaların farklı bir yöntemle hesaplanması durumunda gerekli olan (n, γ) tesir kesitleri Şekil 4.5-4.8'de verilmiştir. k fakt÷r÷ hesaplamalarında elde edilen k değeri $k < 1$ olduğu için uranyum miktarının kendiliğinden gelişecek bir zincir reaksiyon açısından mükemmele yakın güvenli olduğunu açıklar.

6.KAYNAKLAR

- Arlt, R., Meiling, W., Musiol, G., Ortlepp, H.G., Teichner, R., Wagner, W., Alchazov, I.D., Kostochkin, O.I., Kovalenko, S.S., Petrzhak, K.A. and Shpakov, V.I. Absolute Measurement of Fission Cross Section of ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np and ^{239}Pu by Neutron Incident Energy of 14.7 MeV. (1981) , Kernenergie, 24, 48.
- Barton, D.M., Diven, B.C., Hansen, G.E., Jarvis, G.A., Koohtz, P.G. and Smith R.K. (1976). Measurement of the U-235 fission cross-section over the neutron energy range 1 to 6 MeV, *Nuc. Sci. and Eng.***60**: 369.
- Beiser, A. (1997). Modern Fiziğin Kavramları, McGraw-Hill-Akademi, 456.
- Bhat, M. R. (1973). A Preliminary evaluation of the ^{235}U (n,f) cross-section from 100 keV to 20 MeV. National Nuclear Data Center Brookhaven National Laboratory, USA.
- Bhike, M., Roy, B.J., Saxena, A., Choudhury, R.K. and Ganesan, S. (2012). Measurement of $^{232}\text{Th}(n,g)^{233}\text{Th}$, $^{98}\text{Mo}(n,g)^{99}\text{Mo}$, $^{186}\text{W}(n,g)^{187}\text{W}$, $^{115}\text{In}(n,g)^{116}\text{In}$, and $^{92}\text{Mo}(n,p)^{92}\text{mNb}$ cross sections in the energy range of 1.6 to 3.7 MeV. *Nuclear Science and Engineering*,**170**:44.
- Bohr, N. and Wheeler, J.A. (1939). The mechanism of nuclear fission. Princeton University, Princeton, *Physical Review*, **56**: 426-450.
- Cance', M. and Grenier, G. (1948). Absolute neutron fission cross-sections of ^{235}U , and ^{238}U and ^{239}Pu at 13.9 and 14.6 MeV, *Nuc. Sci. and Eng.***68**: 197.
- Cance', M. and Grenier, G. (1981). Absolute fission cross section measurement of ^{235}U at 2.5 and 4.45 MeV, and ^{241}Am at 14.6 MeV neutron energies, Saclay Report, CEA-N-2194, in French.

Capote, R., Herman, M., Obložinský, P., Young, P.G., Goriely, S., Belgia, T., Ignatyuk, A.V., Koning, A.J., Hilaire, S., Plujko, V., Avrigenau, M., Bersillon, O., Chadwick, M.B., Fukahori, T., Zhingang, G., Yinlu, H., Kailas, S., Kopecky, J., Maslov, V.M., Reffo, G., Sin, M., Soukhovitskii, E. and Talou, P. (2009). RIPL-Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. *Nuclear Data Sheets* **110**:3107-3214.

Carlson, A.D. and Patrick, B.H. (1978). Measurements of the ^{235}U fission cross-section in the MeV region, Proc. of an international conf. on neutron physics and nuclear data for reactors, Harwell and private communication.

Carlson, A.D., Behrens, J.W., Johnson, R.G. and Cooper, G.E. Proc. Int. Atomic Energy Agency Advisory Group Meeting on Nucl. Standard Ref. Data, November 12-15, 1984, Geel, Belgium, p. 183, IAEA-TECDOC-335 (1985).

Carlson, A.D., Wasson, O.A., Lisowski, P.W., Ullmann, J.L. and Hill, N.W. (1991). Measurements of the $^{235}\text{U}(n,f)$ cross section in the 3 to 30 MeV neutron energy region. Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich, p.518.

Czirr, J.B. and Sidhu, G.S. (1975), Fission cross-section of U-235 from 3 to 20 MeV, *Nuc. Sci. and Eng.*,**57**: 18.

Czirr, J.B. and Sidhu, G.S. (1975), Fission cross-section of U-235 from 0.8 to 4 MeV, *Nuc. Sci. And Eng.*,**58**:371.

Czirr J.B. and Sidher G.S. (1976). A measurement of the fission cross section of Uranium-235 from 100 eV to 680 keV. *Nucl. Sci. Eng.*,**60**: 383.

- Davis, M.C., Knoll, G.F., Robertson, J.C. and Gilliam, D.M. (1978). Absolute measurement of ^{235}U and ^{239}Pu fission cross-sections with photoneutron sources. *Annals of Nuclear Energy*, **5**: 569-581.
- Davletshin, A.N., Teplov, E.V., Tipunkov, A.O., Tolstikov, V.A., Korzh, I.A., Ovdienko, V.D., Pravdivyy, N.M., Sklyar, N.T. and Mishchenko, V.A. (1992). Neutron radiative capture cross-section for Th-232 and Au-197 nuclei in the 0.8 - 2.5 MeV neutron energy range. Vop. At.Nauki i Tekhn., Ser. Yadernye Konstanty Vol.1992, Issue.1, p.41.
- Dias, M.S., Carlson, A.D., Johnson, R.G. and Wasson, O.A. (1984). Proc. Int. Atomic Energy Agency Advisory Group Meeting on Nucl. Standard Ref. Data, November 12-16, Geel, Belgium, p. 467, IAEA- TECDOC-335.
- Griffiths, D.J. (2010). Introduction to Quantum Mechanics, 2. Baskıdan Çeviri, Çevirenler: Haluk Özbek, Sonda Durukanoğlu Feyiz, Nobel Yayıncılık, Ankara, 315-339.
- Hopkins, J.C. and Diven, B.C. (1962). Neutron Capture to Fission Ratios in ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . *Nuclear Science and Engineering*, **12**:169.
- Hughes, R.O., Beausang, C.W., Ross, T.J., Burke, J.T., Scielzo, N.D., Basunia, M.S., Campbell, C.M., Casperson, R.J., Crawford, H.L., Escher, J.E., Munson, J., Phair, L.W. and Ressler, J.J. (2012). Utilizing (p,d) and (p,t) reactions to obtain (n,f) cross sections in uranium nuclei via the surrogate-ratio method. *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* Vol.**85**: p.024613.
- Johnson, R.G., Carlson, A.D., Wasson, O.A., Duvall, K.C., Behrens, J.W., Meier, M.M., Patrick, B.D. and Dias, M.S. (1988). Measurements of the $^{235}\text{U}(n,f)$ standard cross section at the national bureau of standards. Conf.on Nucl. Data For Sci. and Techn., p.1037.

- Karamanis, D., Petit, M., Andriamonje, S., Barreau, G., Bercion, M., Billebaud, A., Blank, B., Chajkowski, S., Lacoste, V., Marchand, C., DelMoral, R., Giovinazzo, J., Perrot, L., Pravikoff, M. and Tomas, J.C. (2001). Neutron radiative capture cross section of ^{232}Th in the energy range from 0.06 to 2 MeV. *Nuclear Science and Engineering*, **139**: p.282.
- Kari, K. and Cierjacks, S. (1978). Measurements of the fission cross-sections of Pu-239 and Pu-240 relative to fission cross section of U-235 and scattering cross section of H(n,p) in the neutron energy range between 0.5 and 20 MeV (in German). Kernforschungszentrum Karlsruhe Reports No.**2673**.
- Kerveno, M., Borcea, C., Dessagne, P., Drohé, J.C., Jericha, E., Karam, H., Koning, A.J., Negret, A., Pavlik, A., Plompen, A.J.M., Rouki, C., Rudolf, G., Stanoiu, M. and Thiry, J.C. (2011). Measurement of (n, xn γ) reactions of interest for new nuclear reactors. Nuclear Measurement, Evaluations and Application, 93-102.
- Khattab, K. (2007). Measurement of the fast neutron flux in the MNSR inner irradiation site. Applied Radiation and Isotopes Vol.**65**, p.46.
- Krane, S.K. (2002). Introductory Nuclear Physics, Çeviri Editörü: Başar Şarer, Nükleer Fizik II. Cilt, Palme Yayıncılık, 478-592, Ankara.
- Kobayashi, K., Fujita, Y. and Yamamuro, N. (1979). Measurement of the cross section for the TH-232(n,g)reaction from 1 keV to 450 keV-. Private communication Name. Kobayashi.
- Koning, A.J., Hilaire, S. and Duijvestijn, M. (2009). TALYS 1.2 A Nuclear Reaction Program, NRG- Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands.

- Koning, A.J. and Rochman D. (2012). Modern Nuclear Data Evaluation With The TALYS Code System, NRG- Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands.
- Koning, A.J., Hilaire, S. and Goriely, S. (2013). TALYS 1.6 A Nuclear Reaction Program, NRG- Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands.
- Kononov, V.N., Poletaev, E.D., Prokopets, Yu.S., Metlev, A.A., Stavisskiy, Yu.Ya. and Yurlov, B.D. (1975). Measurements of the capture-to-fission cross-section ratios from 10 keV to 1 MeV, neutron capture and fission cross-sections from 10 to 80 keV for uranium-235 and plutonium-239. *Atomnaya Energiya* Vol.**38**, Issue.2, p.82.
- Kuks, I. M. (1973). Conf. on Neutron Physics, Kiev, Vol. **4**, 18.
- Lindner, M., Nagle, R.J. and Landrum, J.H. (1976). Neutron Capture Cross-Sections from 0.1 to 3 MeV by Activation Measurements. *Nuclear Science and Engineering* Vol.**59**, p.381.
- Lisowski, P.W., Ullmann, J.L., Balestrini, S.J., Carlson, A.D., Wasson, O.A. and Hill, N.W. (1988). Neutron induced fission cross section ratios for ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Th and ^{239}Pu from 1 to 400 MeV. Conf.on Nucl.Data For Sci.and Technol., Mito 1988 p.97.
- Macklin, R.L., Perez, R.B., Desaussure, G. and Ingle, R.W. (1988). High Energy Resolution Measurement of the ^{238}U neutron capture yield in the energy region between 1 and 100 keV. Conf.on Nucl. Data for Sci.and Technol.,Mito 1988 p.71.
- Mamdouh, A., Pearson, J.M., Raget, M. and Tondeur, F. (2001). Fission barriers of neutron-rich and superheavy nuclei calculated with the ETFSI method. *Nuclear Physics A*, **679**: 337-358.

- Martin, B.R. (2006). Nuclear and Particle Physics. John Wiley and Sons, Ltd, 56-67, 255-265.
- McLane, V. (1997). CSISRS experimental nuclear data file. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory.
- Meadows, J.W. (1983). The Fission Cross Section of TH-230 and TH-232 Relative to U-235. Argonne National Laboratory Reports No.83.
- Obložinský, P., Chadwick, M.B., Fukahori, T., Ignatyuk, A.V., Kailas, S., Kopecky, J., Molnár, G., Reffo, G., Su, Z., Uhl, M., Young, P.G., Bersillon, O., Betak, E., Capote, R. and Maslov, V.M. (1998). "Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data: Reference Input Parameter Library", Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1034, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria.
- Osterhage, W.W., Hall, S.J., Kellie, J.D. and Crawford, G.I. (1978). The neutron fission cross section of $^{92}\text{U-235}$ and $^{92}\text{U-238}$ in the energy range 0.3-12.5 MeV. *Jour. of Physics, Part G (Nucl. and Part. Phys.)*. **4**: 587.
- Poenitz, W.P. (1974). Relative and absolute measurements of the fast-neutron fission cross-section of U-235, *Nuc. Sci. and Eng.* **53**: 370.
- Poenitz, W.P. (1975). Measurements of the Neutron Capture Cross Sections of Gold-197 and Uranium-238 Between 20 and 3500 keV. *Nuclear Science and Engineering*. **57**: 300
- Poenitz, W.P. (1977). Additional measurements of the ^{235}U (n,f) cross-section in the 0.2 to 8.2 MeV range, *Nuc. Sci. and Eng.* **64**: 894.

- Poenitz, W.P. and Smith, D.L. (1978). Fast neutron radiative capture cross sections of ^{232}Th . Argonne National Laboratory Reports No.42.
- Reed, B.C. (2011). The Physics of The Manhattan Project, 75-95.
- Sierk, A.J. (1986). Macroscopic model of rotating nuclei. *Phys. Rev. C*, **33**: 2039-2053.
- Smith, R.K., Henkel, R.L. and Nobles, R.A. (1957). Neutron-induced fission cross sections for ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{241}Pu from 2 to 10 MeV. Bulletin of the American Physical Society Vol.2, p.196(K4).
- Spivak, P.E., Erokolimskij, B.G., Dorofeev, G.A., Lavrenchik, V.N., Kutikov, I.E., Dobrynin and Ju.P.(1956). Average number of neutrons ν emitted by the isotopes U-233, U-235 and Pu-239 on capture of neutrons with energies from 30 to 900 keV.
- Stupegia, D.C., Smith, A.B. and Hamm, K. (1963). Fast Neutron Capture In Th 232. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry* Vol.25, p.627.
- Symth, H.D.(1945). Atomic Energy for Military Purposes. Princeton University Press.
- Szabo, I. and Marquette, G.P. (1976). Measurements of the neutron induced fission cross-sections of U-235 and Pu-239 in the MeV energy range, ANL-76-90, 208.
- Talou, P., Kawano, T., Bouland, O., Lynn, J.E, Möller, P. and Chadwick, M.B. (2010). Recent Advances in Nuclear Fission Theory: Pre-and Post-Scission Physics. International Conference on Nuclear Data for Science and Tecnology, Los Alamos Laboratory, USA.

Wasson O.A. (1976). Proc. NEANDC/NEACRP Spec. Meeting on Fast Neutron Fission Cross Sections, Argonne, 183.

Wasson, O.A., Carlson, A.D. and Duvall, K.C. (1982). Measurement of the ^{235}U neutron-induced fission cross-section at 14.1 MeV, *Nuc. Sci. and Eng.*,**80**: 282.

Wasson, O.A., Meier, M.M. and Duvall, K.C., (1982). Absolute measurement of the U-235 fission cross-section from 0.2 to 1.2 MeV, *Nuc. Sci and Eng.*,**81**: 196.

White, P.H. (1965). Measurements of the ^{235}U neutron fission cross-section in the energy range 0.04 - 14 MeV, *Journ. of Nuc. Energy A/B* 19, 325.

Yeniçay, F. (1971). Çekirdek Fiziği, 2.Baskı, İstanbul Üniversitesi Yayınları, 250-252.

Yiğit, M. (2008). Bazı ağır çekirdeklerin (n,f) fisyon tesir kesitlerinin hesaplanması. Yüksek Lisans Tezi, Nükleer Fizik, Gazi Üniversitesi, Ankara.

Zuhuravlev K. D., Kroshkin N. I. and Karin L. V. (1976). Fission cross-section ^{235}U and ^{239}Pu for neutrons of 2, 24, 55, 144 keV energy. *Yaderny Konstanty*, 22, (INDC(CCP)-105/6), 3.

İnternet Kaynakları

1) <http://nds.iaea.org/exfor/>

2) <http://nds.iaea.org/endlf/>

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı: Seda Aktaş

Doğum Yeri :Eskişehir

Yabancı Dili: İngilizce

EĞİTİM BİLGİLERİ

Yüksek Lisans: Afyon Kocatepe Üniversitesi / Fen Bilimleri Enstitüsü-Fizik (2011-2014) (Yüksek Onur Öğrencisi)

Yüksek Lisans: Afyon Kocatepe Üniversitesi / Fen Bilimleri Enstitüsü- İş Güvenliği Anabilim Dalı (2013-2014) (Yüksek Onur Öğrencisi)

Lisans: Afyon Kocatepe Üniversitesi / Fen Edebiyat Fakültesi-Fizik Bölümü (2007-2011)

Afyon Kocatepe Üniversitesi Eğitim Fakültesi Pedagojik Formasyon (2011-2012) (Onur Öğrencisi)

SUNUMLU BİLDİRİLER

Eskişehir ve Çevresindeki Su Kaynaklarının Radon Konsantrasyonlarının Pylon AB-5R Radon Dedektörü ile ölçülmesi, Turkish Physical Society 30th International Physic, 02-05/09/2013, 198, 2013 (Aktaş S, Sandıkcıoğlu A, Sıkı H, Ünal R).

Eskişehir Fay Hattı ve Çevresindeki Bazı Su Kaynaklarında Radon Aktivitesi Değişimi ile Deprem Aktivitelerinin Karşılaştırılması, Turkish Physical Society 30th International Physic, 02-05/09/2013, 237, 2013 (Sandıkcıoğlu A, Aktaş S, Sıkı H, Ünal R).

Eskişehir de Bazı Su Kaynaklarının Radon Konsantrasyonlarının AlphaGuard PQ 2000 Radon Dedektörü ile ölçülmesi, Turkish Physical Society 30th International Physic, 02-05/09/2013, 240, 2013 (Sıkı H, Sandıkcıoğlu A, Aktaş S, Ünal R).

DİĞER ETKİNLİKLER

Adım Fizik Günleri-I, 21-22 Mayıs 2010/ AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ

Yükpop (II.Yüklü Parçacık Optiği) Kış Okulu, 24-26 Mart 2014 / AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ